ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

TOME III. AVRIL 1948. N° 12.

TOME III AVRIL 1948 N° 12

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

COMPAGNIES FRANÇAISES ASSOCIÉES DE T.S.F.

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIO-ÉLECTRIQUE
LA RADIOTECHNIQUE
SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL
COMPAGNIE RADIO-FRANCE
COMPAGNIE RADIO-MARITIME
RADIO-ORIENT
COMPAGNIE RADIO CINÉMA
ÉTABLISSEMENTS E. ROBERT ET Cie (LA STÉATITE INDUSTRIELLE)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

L'envoi des *Annales* est fait contre versement de la somme de 350 francs par fascicule.

Pour une souscription à 4 fascicules à paraître dans l'année, à titre de participation aux frais :
France et Union Française : 1200 francs. Étranger : 1500 francs.

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F.,
Centre d'Information et de Documentation, 23, rue du Maroc, Paris (19e).

Règlement par chèque à l'ordre de la Compagnie Générale de T.S.F. ou versement à son compte C. P. Paris 1068-98

SUR QUELQUES MODÈLES TYPIQUES DE TUBES A MODULATION DE VITESSE (1)

Par R. WARNECKE,

Docteur de l'Université de Paris,
Directeur technique du Département « Électronique »
du Centre de Recherches de la Compagnie générale de T. S. F.

Sommaire. — *Après un bref rappel concernant des développements antérieurs dans le même domaine, l'auteur communique quelques informations relatives à un certain nombre de modèles typiques de tubes à modulation de vitesse qui ont été étudiés récemment, ou qui sont en cours d'étude, dans les laboratoires qu'il dirige. Ces informations concernent :*

a. Des klystrons reflex pour les bandes 3, 10 et 20 cm destinés à servir d'oscillateurs de petite puissance, soit dans les systèmes de réception, soit dans les systèmes d'émission;

b. Un klystron multiplicateur de fréquence, grâce auquel on pense transposer, dans la bande des 10 cm, la stabilité de fréquence procurée par le quartz piézoélectrique;

c. Un klystron à deux cavités qui fournit dans la bande des 10 cm, une puissance haute fréquence très élevée, d'un ordre de grandeur inhabituel : plus de 1 kW en régime permanent.

I. — Introduction.

Les travaux qui ont conduit aux résultats ci-dessous exposés ont débutés par des analyses théoriques, effectuées en 1938 par l'auteur, pour expliquer, à partir de la « focalisation de phases » de Brüche et Recknagel [1], l'efficacité relativement importante de certains multiplicateurs dynamiques à émission secondaire (2), mais ce n'est qu'en 1939 que ces travaux ont pris la forme d'une étude systématique et précise sous l'impulsion et sur les instructions de M. Ponte qui, dès cette époque, pressentit l'intérêt pratique que l'on devait attribuer par la suite aux « tubes à modulation de vitesse » dont la création venait d'être annoncée, d'une part, par Hahn et Metcalf [3] et, d'autre part, par les frères Varian [4].

Les premiers dispositifs expérimentés furent des tubes à groupement par glissement, en rapport avec les conceptions indiquées par les Heil [5], mais dont l'organe oscillant était constitué par un système de conducteurs coaxiaux, coupés de fentes d'interaction multiples, ayant une certaine analogie de forme avec ceux qui sont utilisés maintenant dans quelques accélérateurs linéaires. Sous la pression des événements qui demandaient des mises au point rapides, cette conception difficile à réaliser et mal commode à régler fut très vite remplacée par celle du klystron « Hansen-Varian » qui, comme on le sait, est caractérisée par deux cavités séparées à profil rentrant.

Par ailleurs, et en liaison avec des suggestions faites par H. Gutton (3) à propos de la lampe à oscillations spatiales, d'autres études furent commencées à peu près simultanément sur des « tubes à

(1) Les principaux éléments de cet exposé ont fait l'objet d'une communication présentée devant les Membres de la Société des Radioélectriciens, au cours de la séance tenue le 31 janvier 1948, sous la présidence de M. Louis de Broglie.

(2) Il s'agissait de multiplicateurs « va et vient » du type Farnsworth [2], réalisés au laboratoire pour des longueurs d'onde de l'ordre du mètre et qui comportaient un cylindre accélérateur relativement long vis-à-vis des espaces d'approche; il fut reconnu par la suite que le fonctionnement de ces dispositifs avaient plusieurs points communs avec celui du tube de Heil.

(3) Ces suggestions, liées à quelques remarques publiées en 1935 [6] et aux résultats d'un travail peu connu quoique important de A. Witt sur la diode [7], visaient à faire revenir les électrons en arrière, à l'extérieur du champ haute fréquence.

modulation de vitesse » ayant un organe oscillant unique; de ce côté, rapidement on s'orienta vers des dispositifs ayant beaucoup de points communs avec ceux de Hahn et Metcalf et avec ceux d'Allerding, Dallenbach et Kleinsteuber [8].

Au moment de la catastrophe qui frappa notre pays en juin 1940, quelques échantillons de tubes à modulation de vitesse à champ retardateur, qui ressemblaient beaucoup (à l'exception qu'ils n'étaient pas accordables) à certains des modèles qui furent fabriqués en grande série pendant la guerre par les constructeurs anglo-saxons — sous le nom de « klystron-reflex » — avaient été déjà réalisés et expérimentés.

Certains de ces tubes, voisins de celui que montre la figure 1, fonctionnaient aux environ de 16 cm,



Fig. 1.

d'autres aux environs de 13 cm de longueur d'onde; la puissance utile était de l'ordre d'une centaine de milliwatts. Ces tubes reflex n'étaient d'ailleurs pas les premiers que nous ayons réalisés : avant eux, plusieurs modèles du type Hahn et Metcalf, avec un organe oscillant constitué par un tronçon de ligne de transmission, soit coaxial, soit à fils parallèles, avaient été construits par G. Bezy et A. Briot. Quoique peu stables et difficiles à régler à cause de la nature de leur circuit, quelques-uns de ces tubes à ligne furent pendant longtemps très utiles (pour l'étude des circuits U. H. F. en particulier) à cause de leur très grande plage de fonctionnement : avec certains modèles, on pouvait en effet couvrir, sans coupure, la gamme 15 à 150 cm avec une puissance H. F. supérieure à quelques dizaines de milliwatts et atteignant en certains points près de 500 mW. La figure 2 montre un générateur de mesures constitué avec l'un des tubes en question [9].

A la même époque — juin 1940 —, du côté des tubes à groupement par glissement, nous avions réalisé des modèles expérimentaux de tubes à quatre fentes donnant une cinquantaine de watts sur 12 cm et des klystrons donnant une vingtaine de watts sur 11 cm (tubes scellés).

Pendant toute la durée de l'occupation allemande, relativement peu d'efforts purent être faits pour tirer partie, dans le sens du développement de modèles susceptibles d'un emploi pratique, de ces résultats déjà substantiels qui furent annoncés dès juin 1941, mais avec la prudence qu'imposaient les circonstances. L'activité des membres du laboratoire fut orientée essentiellement, soit vers des études théoriques, soit vers l'expérimentation de techniques constructives diverses : l'ensemble ayant pour but la préparation des réalisations que l'on pourrait avoir à faire plus tard. Pourtant, un certain nombre de prototypes permettant une expérimentation dans des conditions normales de travail étaient nécessaires pour « supporter » dans l'immédiat les études générales et dans un secret partagé seulement par quelques membres des Administrations françaises, fut ainsi créé en 1941, par l'auteur et Marthe Lortie, un tube qui devait devenir, grâce au travail de P. Cahour et R. Bonne, le K. 771, premier modèle industriel de tube à modulation de vitesse de notre fabrication.

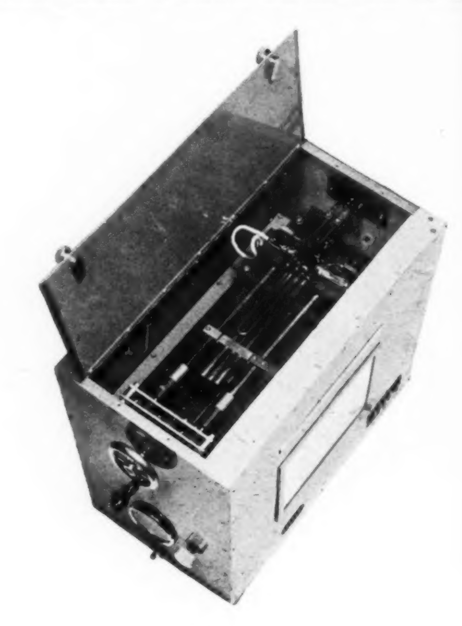


Fig. 2.

Ce tube [10], à cavités accordables, délivrant en régime continu une puissance H. F. d'environ 280 W

entre 21 et 26 cm de longueur d'onde avec un rendement de 20 % et dont la construction est montrée par la figure 3, fut suivi de plusieurs variantes pour des conditions de travail et des longueurs d'onde légèrement différentes. Parmi

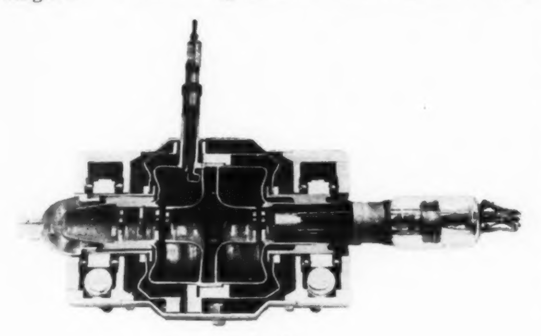


Fig. 3.

celles de ces variantes qui ont subsisté sous une forme industrielle, on peut citer :

a. L'auto-oscillateur K. 781, qui couvre la bande 13,5-17 cm avec une puissance utile d'environ 200 W sur 16 cm.

b. L'auto-oscillateur K. 773, qui peut donner une puissance utile de 80 W environ, dans la même bande que le K. 771, mais avec une stabilité de fréquence systématiquement améliorée.

c. L'amplificateur A. K. 774, qui donne à peu près la même puissance que l'auto-oscillateur K. 771, avec un gain en puissance d'environ 12 et qui est muni d'une grille de contrôle permettant une utilisation en convertisseur de fréquence [11].

Dès la libération, un programme de réalisations industrielles répondant aux besoins que révélait le développement de la technique des ondes ultra-courtes fut établi et mis en œuvre, avec l'aide du « Centre national d'Études des télécommunications » pour certains objectifs; ce sont les premiers résultats obtenus dans le cadre de ce plan qui constituent les éléments essentiels du présent exposé.

II. — Klystrons reflex.

A. Généralités.

D'une manière générale, le mécanisme de fonctionnement du klystron reflex lui donne, vis-à-vis des autres tubes oscillateurs susceptibles d'être employés en U. H. F., les avantages suivants :

a. Il ne comporte qu'un seul organe oscillant dont, par une manœuvre simple et grâce à des dispositions techniques diverses, on peut facilement faire varier la fréquence de résonance dans un grand domaine.

b. L'accord de cet organe oscillant permet de modifier, avec une géométrie d'électrodes donnée et seulement sous réserve d'un réglage convenable des tensions, la fréquence de fonctionnement du tube dans une proportion très importante.

c. A cause de la surtension élevée de la cavité à résonance d'espace habituellement employée comme organe oscillant, le klystron reflex est naturellement doué d'une stabilité de fréquence relativement très bonne.

d. Néanmoins, et surtout si la spécification du tube a été prévue spécialement, la fréquence de fonctionnement peut être modifiée d'une manière très appréciable par la seule action d'un changement du potentiel (négatif) de l'électrode miroir. Ceci permet, dans des conditions économiquement favorables, soit un contrôle, soit une modulation de fréquence.

e. Le klystron reflex peut être construit de manière à fournir une énergie suffisante pour de nombreuses applications pratiques importantes, avec des tensions d'électrodes relativement basses; en particulier et jusqu'à quelques millimètres de longueur d'onde, il donne ainsi des puissances suffisantes pour le mélange de fréquences dans un cristal.

f. On peut, dans un klystron reflex, obtenir une focalisation satisfaisante du faisceau électronique (aller et retour) par des actions purement électrostatiques : aucun aimant (toujours lourd et encombrant) n'est donc nécessaire.

Bien qu'en contre-partie de ces avantages, le klystron reflex ait l'inconvénient d'un faible rendement, il est indiqué actuellement pour servir :

— d'oscillateur local dans les récepteurs superhétérodynes, notamment dans ceux des systèmes de détection électromagnétiques et des dispositifs voisins;

— de tube auto-générateur pour les systèmes émetteurs de petite puissance qui conviennent aux liaisons entre deux points : relais de communications multiplex et de télévision, par exemple;

— de source U. H. F. dans les générateurs de signaux destinés aux mesures.

Les qualités et les caractéristiques requises pour chacun de ces usages ne sont pas exactement les mêmes et les meilleurs résultats pour l'un quelconque d'entre eux ne sauraient être obtenus qu'en favorisant, par une spécification convenable, certaines possibilités au détriment des autres.

Pour satisfaire, de la meilleure façon possible, tous les besoins qui peuvent ainsi se présenter dans toute la plage des fréquences où les klystrons reflex sont susceptibles d'avoir un intérêt, de très nombreux modèles auraient dus être créés. Étant donnés les débouchés limités des marchés français actuels les prix des tubes auraient été très élevés : c'est pourquoi les laboratoires C. S. F. ont préféré réaliser en premier lieu des modèles répondant à de larges compromis. Les tubes qui vont être décrits dans ce qui suit ont été projetés en ajoutant à cette considération, somme toute limitative de leurs possibilités, le désir d'aboutir à des réalisations robustes d'une utilisation facile.

Il existe deux formes constructives principales pour les klystrons reflex. Dans l'une, la cavité constitue essentiellement l'enceinte à vide; les tubes correspondants sont dits « à cavité interne ». Dans l'autre, les électrodes sont sorties de l'ampoule au moyen de « disque scellés » et l'organe oscillant est en grande partie à l'extérieur de l'enceinte à vide; les tubes correspondants sont dits « à cavité externe » ([1]). Selon l'expérience de l'auteur, les premiers de ces tubes sont incomparablement plus « sûrs » que les seconds, surtout quand il s'agit de modèles destinés aux usages de l'Armée et de la Marine. Il est en particulier certain que, dans les conditions tropicales, il est difficile de protéger les disques scellés de la corrosion due à l'humidité, ce qui amène des difficultés du côté de l'étanchéité des scellements et du côté des contacts entre les supports d'électrodes et les organes extérieurs. Dans tous les cas, où les conditions imposées le permettent, la technique à cavité interne semble donc préférable et la technique à disques scellés paraît devoir être réservée aux applications pour lesquelles elle est inévitable : par exemple, pour la réalisation de tubes à très grande gamme d'accord tels que ceux qui conviennent comme oscillateurs de battement dans les récepteurs destinés à larecherche des émissions inconnues.

Il convient de remarquer à ce propos que, pour pouvoir être utilisés commodément dans une grande bande de fréquences, les tubes à cavité externe doivent être conçus en prenant des précautions, tant du côté du dimensionnement et de la configuration du système d'électrodes lui-même que du côté du circuit, afin d'empêcher les interférences qui peuvent résulter des différents modes d'oscillation du tube et de la cavité. Pour ne pas compliquer les conditions de réglage et de repérage de la fréquence de travail, il est préférable, dans ces tubes, que toute la plage des fréquences de fonctionnement soit couverte avec un même mode d'oscillation électronique. Dans ces conditions, les compromis nécessaires pour obtenir une bonne stabilité de fonctionnement et surtout une puissance convenable aux extrémités d'une grande gamme font, qu'au voisinage d'une longueur d'onde déterminée comprise dans celle-ci, les possibilités du tube sont le plus souvent nettement inférieures à celles que l'on peut obtenir avec des tubes à cavité interne projetés pour une bande d'accord relativement étroite tels que ceux qui font l'objet du chapitre suivant. Les quelques modèles de tubes à cavité externe réalisés par les Laboratoires C. S. F. pour la bande 7,5 à 10 cm (K. R. 107, K. R. 109, K. R. 110) ne seront pas décrits ici.

B. Forme constructive d'un modèle typique de klystron à cavité interne.

La plupart des klystrons reflex C. S. F. sont construits sur la base d'une disposition dérivant directement, avec quelques simplifications, de celle des tubes à groupement par glissement dont la forme constructive a été montrée par la figure 3.

Le premier modèle de klystron reflex auquel fut appliquée cette disposition. est le K. R. 117, destiné à la bande des 10 cm, dont une coupe est représentée figure 4 et dont les caractéristiques sont indiquées plus loin.

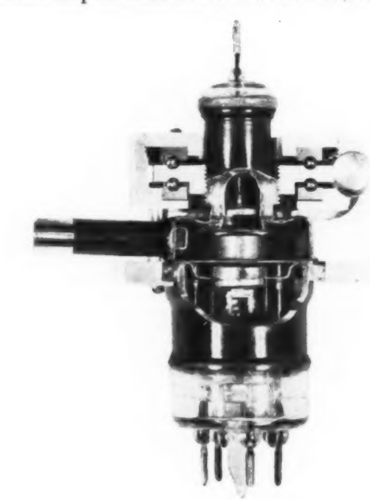


Fig. 4.

La cavité résonante, en cuivre, forme elle-même la plus grande partie de l'enceinte à vide; celle-ci

([1]) La forme actuellement préférée pour l'organe oscillant des tubes à cavité externe est celle d'une ligne de transmission coaxiale dont la capacité terminale est constituée par les électrodes haute fréquence du tube et dont on fait varier la longueur (accord par variation d'inductance) au moyen d'un piston de court-circuit sans contact mécanique.

étant complétée par deux anneaux de scellement et par deux petites ampoules de verre qui supportent l'une le canon électronique, l'autre l'électrode réflectrice.

Le réglage mécanique de la fréquence s'obtient en déformant légèrement la cavité, au voisinage de la partie rentrante de son profil (ce qui a pour résultat essentiel de faire varier la capacité localisée correspondante). Pour faciliter cette déformation qui repose sur l'élasticité de la partie de la cavité supportant le miroir, on a donné à la paroi en cet endroit, une épaisseur relativement faible et une forme ondulée.

Une épaisseur de 1 mm environ a été trouvée convenable pour la paroi déformable des tubes du genre du K. R. 117; dans de telles conditions des manques d'étanchéité dus à la porosité ou à tout autre défaut du cuivre, n'ont été constatés que très rarement, même après un nombre considérable de déformations faites dans la limite des conditions de travail fixées pour le tube.

La fabrication d'un tube de ce genre est simple : les différentes parties constitutives, à savoir les deux parties de la cavité et les pièces de scellement (obtenues par emboutissage ou repoussage) sont assemblées, après fixation des grilles par une simple brasure, en même temps que la sortie coaxiale de H. F. (préparée séparément avec sa boucle de couplage). Les anneaux de verre sont alors soudés puis, après nettoyage, les « pieds » soutenant, d'une part le miroir et d'autre part le canon électronique sont scellés. Grâce à des supports spéciaux, le « positionnement » précis de ces électrodes est automatiquement assuré; ceci est d'une grande importance pour obtenir des résultats réguliers, car les caractéristiques des klystrons reflex sont très influencées par des différences de dimensions qui peuvent, *a priori*, sembler négligeables et qui affectent cependant la valeur du temps de transit et la forme des trajectoires des électrons.

Avec la disposition constructive utilisée pour le tube K. R. 117, il n'y a sur le chemin des lignes de courant H. F. aucune coupure dans la cavité ou aucun contact mécanique par serrage susceptible d'être mal assuré; il y a au contraire continuité complète de la surface intérieure de la cavité, qui située dans le vide, peut rester relativement très propre pendant toute la durée du tube. Un autre avantage est que, et contrairement à ce qui existe dans les tubes à cavité extérieure, il n'y a aucun diélectrique solide dans le champ H. F. de la cavité; par suite, avec la même forme et les mêmes dimensions, celle-ci possède une meilleure surtension et une meilleure impédance shunt. (Des mesures faites « à froid » ont montré qu'avec la disposition utilisée dans le K. R. 117 on obtenait dans la pratique des valeurs de surtension à vide environ quatre fois plus élevée qu'avec une structure correspondante à « disques scellés »). Enfin, un autre intérêt de la structure utilisée est qu'elle permet un chauffage à très haute température de la cavité et des électrodes associées, pendant le vidage, et donc l'obtention d'un très bon « dégazage » de toutes les parties métalliques essentielles.

La déformation mécanique de la paroi semi-souple de la cavité est assurée par un dispositif qui prend appui sur les épaulements indéformables de l'enveloppe. Ce dispositif, qui est monté sur le tube une fois que celui-ci a été « pompé », peut être construit de différentes façons suivant le degré de finesse du réglage que l'on désire obtenir. Grâce à l'emploi d'une vis tangentielle agissant sur une pièce tournant entre deux roulements à billes, le système habituellement employé, qui est visible en figure 4, permet, sans effort appréciable, un réglage fin de la fréquence de travail dans un très grand domaine.

Pour des applications où l'accord précis n'est nécessaire qu'autour d'une fréquence déterminée, des systèmes plus simples et moins coûteux peuvent être utilisés.

La conception constructive expliquée à l'aide de la figure 4 convient pour des longueurs d'onde nettement plus grandes ou plus courtes que 10 cm et c'est elle qui a été utilisée pour les tubes des bandes 20 et 3 cm décrits ci-dessous. Récemment, elle a même été adoptée pour le R. X. 6, klystron reflex destiné à la bande 1 cm, dont les caractéristiques seront indiquées ultérieurement. La petitesse de la longueur d'onde de fonctionnement de ce tube, que montre la figure 5, a entraîné quelques changements essentiels : d'une part, on a dû utiliser une cavité complexe dont la longueur d'onde de résonance est beaucoup plus petite par rapport à ses dimensions linéaires que celle d'une cavité du type habituel (laquelle aurait été pratiquement irréalisable) et, d'autre part, on a été amené à remplacer le système boucle de couplage-ligne coaxiale servant au prélèvement d'énergie, par un tronçon de guide d'onde couplé à la cavité et fermé par une fenêtre en verre au travers de laquelle passe le rayonnement électromagnétique.

Si l'utilisation d'une paroi déformable permet la réalisation de klystrons reflex avantageux par une gamme d'accord relativement large (supérieure

à ± 10 %), elle se prête mal à celles de modèles aussi puissants que le permet le mécanisme du fonctionnement de ces générateurs car la faible épaisseur du métal de la cavité limite l'écoulement

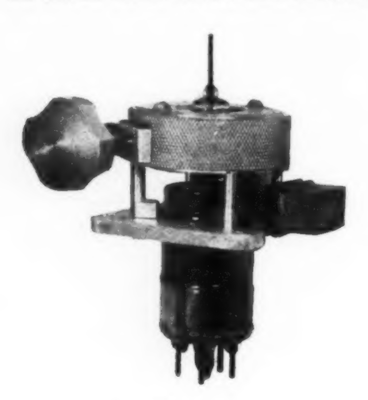


Fig. 5.

de la chaleur vers l'extérieur. Pour certaines applications où le maximum de puissance utile est recherché et où la fréquence de travail n'a besoin d'être ajustée mécaniquement que dans un domaine restreint, d'autres conceptions constructives doivent donc être utilisées. La figure 6 montre l'une de celles qui ont été envisagées par les laboratoires C. S.F.



Fig. 6.

pour un certain nombre de nouveaux tubes destinés spécialement à l'équipement des stations relais de radiocommunications et de télévision et au sujet desquels une communication future fournira des informations détaillées; le tube représenté est le R. X. 631 prévu pour une puissance utile de l'ordre de 6 W (180 W appliqués) aux environs de 3.600 Mc :s avec un accord mécanique d'environ ± 2'% (fourni par le déplacement d'une palette à l'intérieur de la cavité).

C. Un klystron réflex de faible puissance et à basse tension pour la bande des 10 cm : le K. R. 117.

Le tube K. R. 117 a été prévu pour être utilisé comme oscillateur de battement dans les récepteurs superhétérodynes de la bande des 10 cm; quand il fut projeté, on admit qu'il devait fonctionner avec une tension de cavité de l'ordre de 500 V, mais par la suite et pour lui permettre de remplacer certains tubes étrangers, il fut légèrement modifié pour donner, aux environs de 300 V, une puissance encore suffisante pour le mélange de fréquences dans le cristal d'un récepteur superhétéorodyne de radar.

Aux environs de 3 000 Mc : s, les cristaux mélangeurs ne nécessitent qu'une puissance U. H. F. de l'ordre du milliwatt, mais pour diminuer certains effets gênants de réaction, comme ceux qui peuvent résulter des variations de charge, il est nécessaire d'intercaler une atténuation importante, de l'ordre de 12 db, entre le cristal et l'oscillateur local, si bien que ce dernier doit fournir une puissance d'au moins 20 mW. C'est pour un tel débit H. F. minimum que le tube K. R. 117 fut finalement prévu, mais, pour élargir ses possibilités d'emploi on voulut qu'il couvrit ainsi, à lui seul, un très grand domaine de longueurs d'onde : au moins 9 à 11 cm. Les seules autres conditions posées étaient une bonne stabilité de fréquence et une faible dérive thermique.

Le canon électronique du K. R. 117 comporte une cathode plane et une grille accélératrice (positive) placée devant cette cathode, le tout ayant pour objet de créer un faisceau sensiblement parallèle à l'endroit où les électrons pénèrent dans la cavité. Les ouvertures de celle-ci ont un diamètre relativement grand, en rapport avec l'intensité élevée que doit transporter le faisceau (20 mA) sous la faible tension admise. Pour éviter un débordement excessif du champ H. F. de la cavité, ces ouvertures sont munies de grillages en fil fin et à mailles très petites. En l'absence de ces grillages, le faible couplage qui serait réalisé entre l'ensemble du faisceau et le champ oscillant conduirait à un échange d'énergie peu important; la puissance H. F. fournie par le tube serait très petite, bien que le courant utile soit plus élevé (puisqu'il y aurait beaucoup moins d'électrons interceptés au cours du trajet).

Le réflecteur est constitué par une petite coupelle métallique à grand rayon de courbure munie d'un rebord de faible hauteur. Sa forme a été prévue pour que soit créé un champ électrique sensiblement uniforme là où les électrons sont en majorité réfléchis; le rebord a pour but de diriger les électrons marginaux vers le champ H. F. malgré les effets dispersifs de la charge d'espace; effets particulièrement importants au moment où la vitesse des électrons est faible.

La figure 7 donne une idée de la forme des trajectoires électroniques dans l'espace réflecteur du K. R. 117; ces tracés ont été construits, suivant

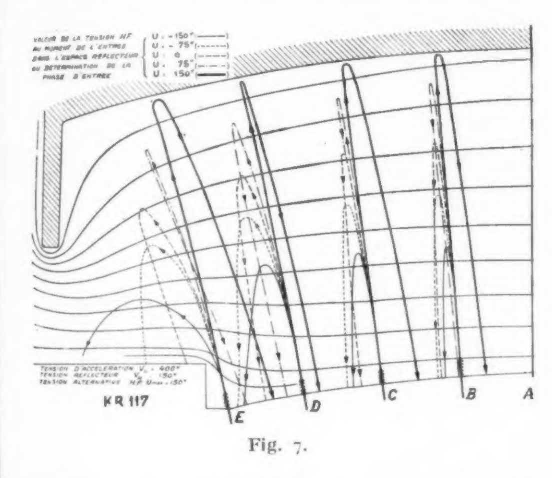


Fig. 7.

des procédés connus, directement à partir des équipotentielles fournies par la cuve électrolytique pour un modèle idéalisé. Les points A, B, C, D et E correspondent à différents filets d'électrons débouchant du champ H. F. et les courbes émanant de chacun d'eux sont relatives à des phases différentes de la « tension » H. F. L'étude de ces trajectoires montre que l'effet focalisateur du miroir se produit essentiellement dans la partie de l'espace où les équipotentielles ont un petit rayon de courbure et donc que, même si l'on néglige les effets de la charge d'espace, la hauteur du bord du miroir a une grande action sur le nombre des électrons qui sont renvoyés vers l'ouverture de la cavité. La figure 8, qui correspond à un miroir à bord plus long, met nettement en évidence cet effet.

Des miroirs encore plus profonds que celui qui est schématisé par cette dernière figure furent essayés au cours de l'étude avec l'idée qu'ils conduiraient à des largeurs de bande d'accord électronique relativement grandes. On pensait que ces miroirs fourniraient une distribution de champ telle que les différents filets d'électrons constituant le faisceau subiraient des actions légèrement différentes et que le tube se comporterait en somme comme s'il

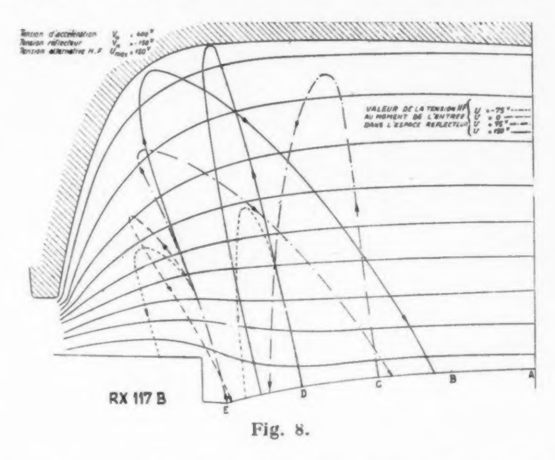


Fig. 8.

était constitué par des éléments agissant en parallèle et travaillant simultanément avec des espaces

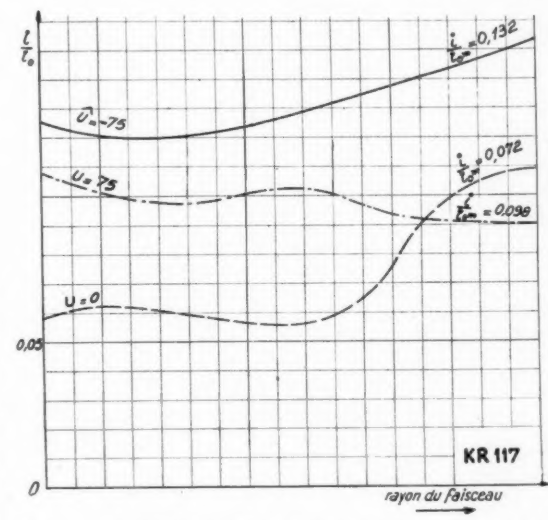


Fig. 9. — Des courbes $T = f(t_0, r)$ déterminées expérimentalement, on déduit $\frac{i}{i_0} = g(t_0, r)$ par la relation $\frac{i}{i_0} = \frac{1}{1 + \frac{dT}{dt_0}}$. Pour une valeur donnée de t_0, donc de U (ici : — 75V, 0, 75V) on a $\frac{i}{i_0}$ en fonction de r et une valeur moyenne $\left(\frac{i}{i_0}\right)_m$ pour tout un rayon du faisceau.

Notations :

T, temps de transit dans l'espace réflecteur;
t_0, époque d'entrée;
r, rayon du faisceau;
i, densité du courant de retour à l'entrée du champ H. F.;
i_0, densité du courant non modulé (supposée constante dans toute la section droite);
U, tension alternative haute fréquence.

réflecteurs de dimensions différentes. On espérait aussi que le résultat cherché pourrait être obtenu sans grand dommage pour la puissance H. F. parce que, comme le montre la figure 9, avec des équipotentielles courbes du genre de celle représentée en figure 7, la valeur moyenne du courant de retour pour l'ensemble de la section droite du faisceau peut correspondre à un meilleur groupement effectif que celui qui existe dans le filet axial. En fait, des tubes construits avec des cylindres creux de profondeur notable ont bien fourni des bandes d'accords électroniques plus grandes qu'avec le miroir schématisé en figure 7, mais ce fut au détriment du niveau *moyen* de la puissance délivrée par le tube dans la gamme étendue d'accord mécanique que l'on s'était imposée. Si dans un domaine restreint de longueurs d'onde la puissance restait satisfaisante à tension constante (1), elle tombait de part et d'autre à un niveau nettement plus bas qu'avec le profil du réflecteur représenté en figure 7 et c'est finalement celui-ci qui fut adopté pour le K. R. 117.

La figure 10 donne les combinaisons de tensions « cavités » et tensions « réflecteur » qui définissent pour le tube K. R. 117 les modes d'oscillations, pour une longueur d'onde de 9,85 cm; les courbes en trait plein correspondent au relevé expérimental sur un tube de caractéristiques moyennes et les courbes en traits pointillés aux résultats de la théorie (2).

Les figures 11 et 12 montrent comment, pour un tube K. R. 117 fonctionnant avec une tension de cavité fixe, on doit modifier la tension du réflecteur pour obtenir le maximum de puissance H. F. quand on fait varier la fréquence par l'accord mécanique de la cavité.

Les courbes de la partie supérieure de la figure 13 et celles de la figure 14 montrent comment, pour un tube de qualité moyenne, la puissance utile

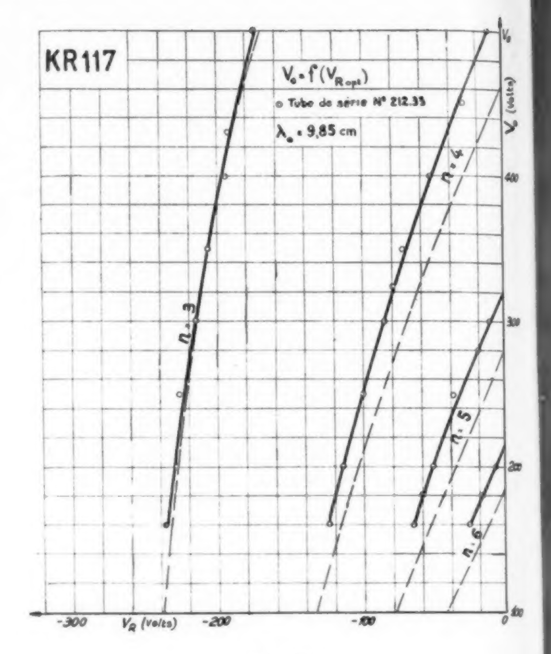


Fig. 10.

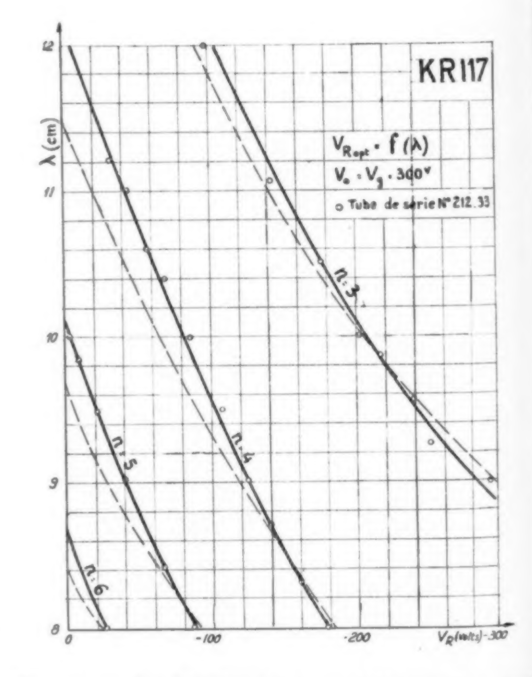


Fig. 11. — Caractéristiques $V_{R,\,pl} = f(\lambda)$ pour $V_0 = 300$ V. Les courbes en traits pleins correspondent à un relevé expérimental sur un tube de caractéristiques moyennes et les courbes en traits pointillés traduisent le résultat du calcul.

(1) Dans certains cas il fut même trouvé une amélioration de la puissance sur des longueurs d'onde particulières et cela fut attribué au groupement accentué résultant d'un plus faible gradient de potentiel au voisinage de l'équipotentielle zéro.

(2) Sur les courbes de la figure 10, comme dans tout ce qui suit, les modes d'oscillations indiqués sont définis à partir de l'équation :

ξ = angle de transit total $= \left(2n - \frac{1}{2}\right)\pi$ pour le réglage optimum de la tension réflecteur au maximum de puissance (n = nombre entier); cette définition diffère de celle qu'utilisent en général les auteurs anglo-saxons et qui est fournie par $\xi = \left(p + \frac{3}{4}\right) 2\pi$, avec p entier, (on a ainsi $n = p + 1$).

maximum varie en fonction de la longueur d'onde pour des tensions rhumbatron respectivement égales

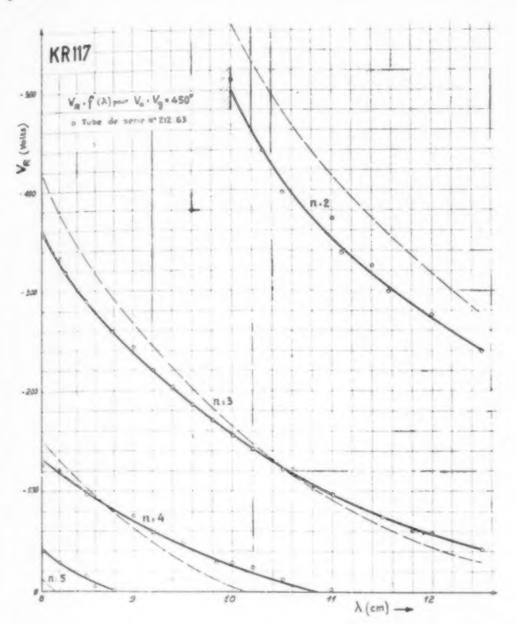


Fig. 12. — Caractéristiques $V_{R_{opt}} = f(\lambda)$ pour $V_0 = 450$ V. Les courbes en traits pleins correspondent à un relevé expérimental sur un tube de caractéristiques moyennes et les courbes en traits pointillés traduisent le résultat du calcul.

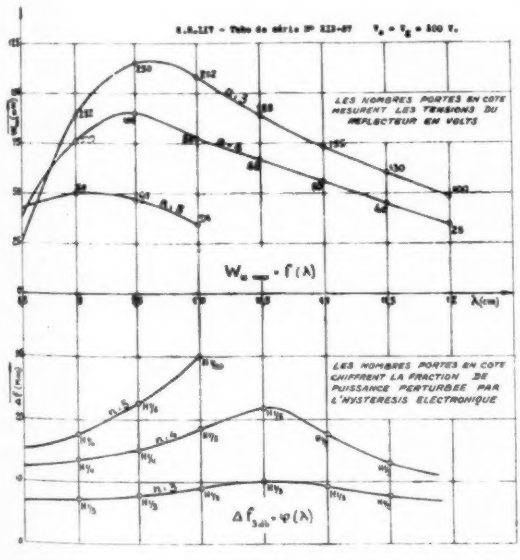


Fig. 13.

à 300 et 450 V. Ces courbes ont été obtenues en ajustant au mieux la tension réflecteur et la charge pour chaque fréquence. Elles correspondent au cas où la grille d'accélération est réunie à la cavité mais, en séparant les potentiels continus de ces électrodes, il est souvent possible d'accroître notablement la puissance et d'améliorer le rendement.

Il est en général possible de faire fonctionner un klystron K. R. 117 dans la bande 8-13 cm mais, dans le cas où l'utilisation demande de fréquentes et importantes modifications de la fréquence (donc de fréquentes et importantes déformations de la cavité), il est préférable de n'utiliser que l'intervalle 8,75-11,5 cm.

Dans cette gamme, en choisissant au mieux les modes d'oscillation et en jouant sur l'amélioration

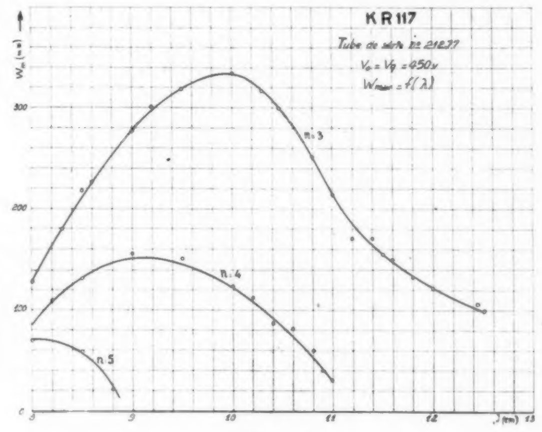


Fig. 14.

du rendement qui résulte de la séparation de V_g et V_0, les tubes K. R. 117 de qualité moyenne donnent une puissance de l'ordre de 90 mW pour $V_0 = 300$ V et de 275 mW pour $V_0 = 450$ V; avec certains tubes particulièrement « bons » on atteint pour les longueurs d'onde les plus favorables 160 mW à 300 V et 425 mW à 450 V.

Les variations de dimensions au moment de la mise en fonctionnement de la cavité qui, inévitablement, accompagnent l'échauffement des électrodes, provoquent toujours une variation de la fréquence dans un klystron reflex et cette diminution de fréquence dure jusqu'à ce qu'un état d'équilibre, fonction de la transmission de chaleur avec l'espace extérieur soit atteint. La figure 15 montre la dérive thermique de fréquence au démarrage d'un klystron K. R. 117 monté dans son système d'accord mécanique normal. En moyenne, pour les conditions d'utilisation habituelles, la cathode étant chauffée depuis 2 mn au moment où l'on applique les tensions rhumbatron et miroir,

la fréquence de fonctionnement se stabilise au bout d'environ 20 mn, après avoir varié d'environ 1,8 Mc : s. Si, avant d'appliquer la tension à la cavité, la cathode est chauffée depuis 15 mn, la variation n'est que de 1,4 Mc : s environ. Ces résultats correspondent au cas où le tube se refroidit seulement par convection naturelle (condition qui peut être sans aucun danger, celle de l'emploi normal du tube). Une ventilation d'air légère,

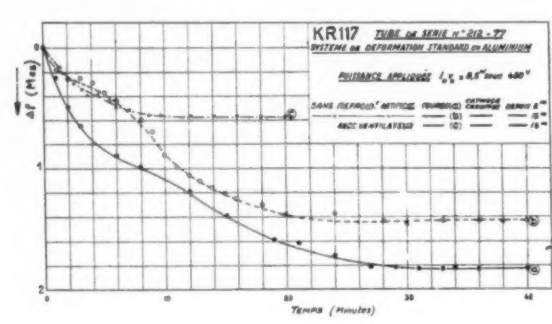


Fig. 15.

comme celle qui est procurée par un petit ventilateur de bureau de 20 W, suffit pour réduire la dérive thermique totale à quelques centaines de kilocycles, l'équilibre étant atteint en une dizaine de minutes.

Les courbes de la figure 16 représentent un exemple des variations de la puissance utile et de la fréquence, pour un accord fixe de la cavité et un réglage donné de la charge, en fonction de la tension rhumbatron. Relevées comme celles de la figure 16, point par point dans le sens indiqué par les flèches, les courbes de la figure 17 fournissent des exemples particuliers de variation de la puissance utile et de la fréquence avec la tension du réflecteur (la tension rhumbatron, la tension grille et la charge étant fixes et réglées pour avoir le maximum de puissance au point correspondant à $V_R = -180$ V).

Comme on le sait, le glissement de fréquence que montre la partie supérieure de la figure 17, est dû au contrôle de la phase de l'admittance du faisceau par la tension du réflecteur; on caractérise habituellement cet effet en définissant une bande d'accord électronique correspondant à l'écart de fréquence qui sépare les points à demi-puissance situés de part et d'autre de la tension optimum. Les courbes de la partie inférieure de la figure 13 montrent comment varie, avec la longueur d'onde d'un tube K. R. 117 convenablement chargé et réglé au maximum de puissance, pour $V_0 = 300$ V, cette bande d'accord électronique; pour l'ordre 4

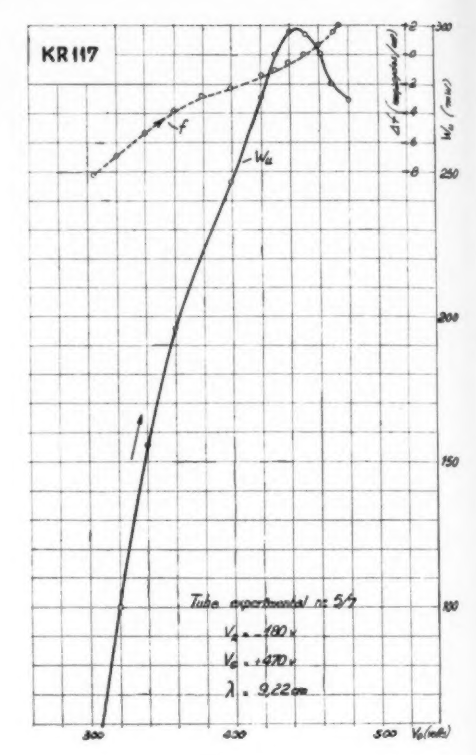


Fig. 16.

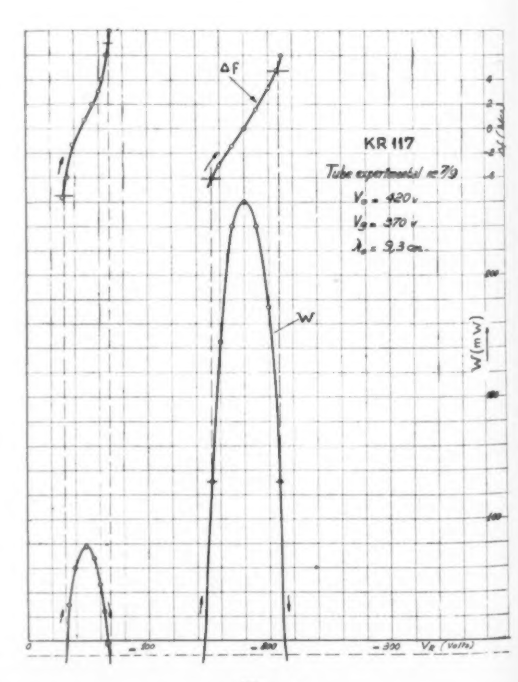


Fig. 17.

d'oscillation, qui est le plus généralement utilisé, elle est habituellement comprise entre 10 et 20 Mc : s avec une sensibilité moyenne de 0,2 Mc : s : V.

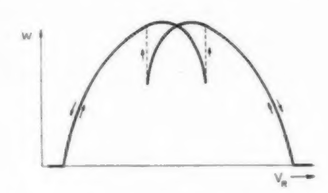


Fig. 18. — Exemple d'hystérésis de circuit.

Bien qu'au moment où il fut étudié aucune précaution spéciale n'ait été prise pour l'éviter, le phénomène d'hystérésis électronique ([1]) ne perturbe pas, en général, la bande d'accord électronique entre les points à demi puissance, du K. R. 117.

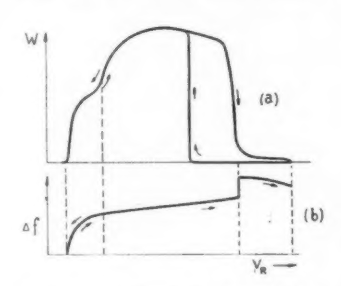


Fig. 19. — Exemples d'hystérésis :

a, de puissance; *b*, de fréquence.

Les photographies de la figure 21 montrent la répercussion du phénomène d'hystérésis électronique sur les courbes de variation de la puissance en fonction de la tension du réflecteur d'un klystron K. R. 117. Un très grand nombre d'essais ont été faits, aussi bien avec le K. R. 117 qu'avec d'autres types de klystron reflex de provenances très diverses, pour essayer, sur la base de l'expérience, de relier ce phénomène aux conditions de travail, mais aucune loi précise n'a pu être encore dégagée; tout ce que l'on a observé est que d'un manière générale, il dépend d'une façon très compliquée de la longueur d'onde, de la tension d'accélération des électrons, du courant du faisceau, plusieurs conditions dont la stabilité est différente suivant que la tension du miroir est croissante ou décroissante. Quand un klystron reflex doit être employé avec une tension variable sur le réflecteur, soit pour une modulation, soit pour un contrôle de fréquence, il doit avant tout être chargé de telle manière que ces éléments « sensibles à la fréquence » soient éliminés; quand il en est ainsi, c'est-à-dire quand tout se passe comme si le tube débitait sur une charge restant pratiquement ohmique et fixe, les anomalies qui peuvent subsister dans les courbes de modulation sont dues à l'hystérésis électronique. L'auteur avait prévu de fournir dans cet exposé un certain nombre de renseignements concernant ce phénomène, mais cela a été rendu inutile par la publication d'un travail de Pierce et Shepherd [12].

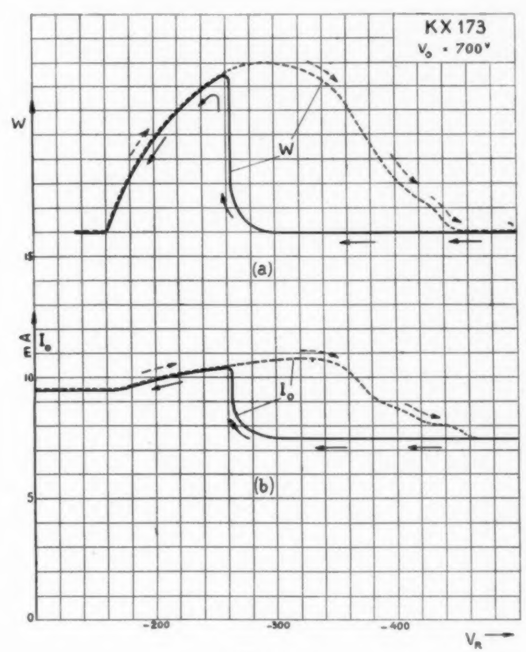
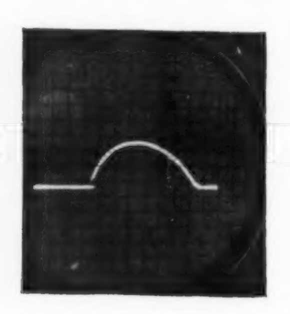


Fig. 20.

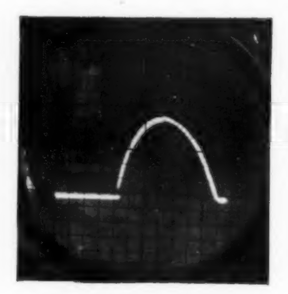
([1]) Quand, à tension rhumbatron fixe, on fait varier la tension du réflecteur d'un klystron reflex, on constate presque toujours que, dans une certaine proportion, les variations de la puissance et de la tension dépendent du sens dans lequel on s'approche d'une valeur donnée de la tension réflecteur; en d'autres termes, les courbes correspondant à des tensions croissantes ne coïncident pas dans toute leur étendue avec les courbes correspondant aux tensions décroissantes. Cet effet d'hystérésis, qui se traduit quelquefois par des variations très rapides et même par des discontinuités dans les variations de puissance et de fréquence, peut trouver son origine à l'extérieur du tube (hystérésis de circuit, figure 18) ou dans des phénomènes accompagnant le mouvement des électrons (hystérésis électronique, figures 19 et 20). L'hystérésis de circuit peut être provoqué par le fait que, la fréquence variant quand la tension du miroir est changée, l'admittance de charge, vue du faisceau, change dans de grandes proportions. Cela peut se produire, même si la charge elle-même est fixe : par exemple, quand celle-ci est reliée au tube par une longue ligne ou par une combinaison d'éléments dont l'impédance varie rapidement avec la fréquence (élément d'adaptation voisin de la résonance par exemple). Dans de telles conditions, la relation nécessaire pour l'oscillation entre l'admittance du faisceau et celle du circuit peut être satisfaite pour

de l'intensité du champ H. F. dans la cavité et aussi, à cause des effets de focalisation en particulier, de la valeur absolue de la tension du réflecteur.

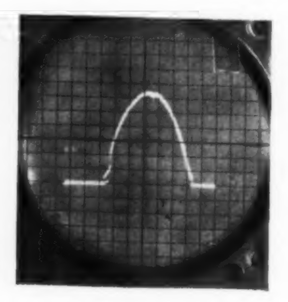
effets de variations thermiques. Les oscillogrammes de la figure 21 sont relatifs à un tube dans lequel le phénomène est relativement important : en



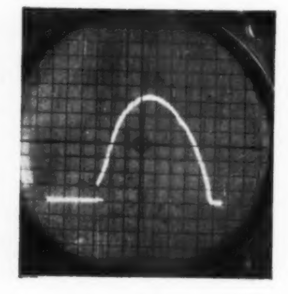
$\lambda = 11{,}5$ cm $W = 48$ mW.
$n = 3$. $\Delta f = 8$ mc/s.



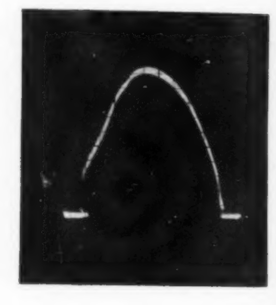
$\lambda = 10$ cm. $W_{max} = 35$ mW.
$n = 5$. $\Delta f = 30$ Mc/s.



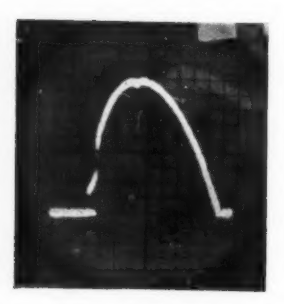
$\lambda = 10{,}5$ cm. $W_{max} = 62$ mW.
$n = 4$. $\Delta f = 22$ Mc/s.



$\lambda = 10$ cm. $W_{max} = 75$ mW.
$n = 4$. $\Delta f = 17$ Mc/s.

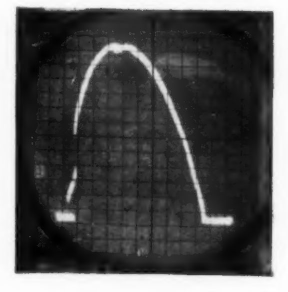


$\lambda = 10$ cm. $W_{max} = 100$ mW.
$n = 3$. $\Delta f = 8$ Mc/s.



$\lambda = 9{,}5$ cm. $W_{max} = 80$ mW.
$n = 4$. $\Delta f = 15$ Mc/s.

KR 117.
$V_0 = 300$ V.



$\lambda = 9{,}5$ cm. $W_{max} = 112$ mW.
$n = 3$. $\Delta f = 7{,}5$ Mc/s.

Fig. 21. — Oscillogrammes à 50 p : s de la courbe $W = f(U_R)$ pour différents réglages autour de points correspondant au débit maximum. Le circuit était toujours réglé pour avoir sur la fréquence centrale des taux d'ondes stationnaires inférieurs à 1,1. Les ordonnées des différentes courbes ne sont pas directement comparables. Le crochet visible sur certaines courbes est dû à l'absorption de l'ondemètre sélectif qui est introduit dans le système de mesure pour évaluer les écarts de fréquence.

On n'a, par contre, constaté aucune action de la fréquence de modulation à partir du moment où celle-ci est suffisamment élevée pour éliminer les

général, l'hystérésis de puissance n'atteint pas les points à demi-puissance et, par ailleurs, l'hystérésis de fréquence n'est pratiquement pas décelable.

Dans le K. R. 117, la tension de la grille accélératrice a, toutes choses égales d'ailleurs, une action sur l'importance de l'effet d'hystérésis électronique; dans la plupart des cas, en rendant cette tension légèrement inférieure (10 V environ) à la tension du rhumbatron, on réduit l'hystérésis très notablement par rapport à ce que l'on trouve avec $V_0 = V_g$. La figure 22 donne un exemple

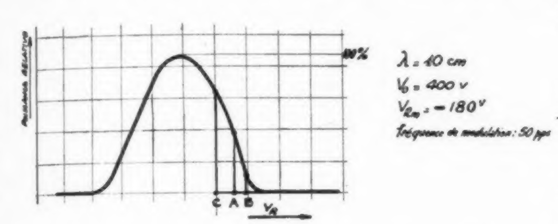


Fig. 22. — Le tube recommence à osciller en B pour $U_g = 387$ V, en C pour $U_g = 300$ V.

de cette effet (qui se produit sans action défavorable sur la puissance comme le montre la figure 16).

A l'époque où fut étudié le KR 117, on n'a pas cherché à augmenter sa bande d'accord électronique au delà des valeurs précitées. On craignait en effet d'accroître simultanément le bruit du tube; ce qui aurait pu constituer un inconvénient gênant pour un oscillateur local devant être connecté à un cristal mélangeur (¹). Quand, d'une part, furent évalués les niveaux réels de bruit des klystrons reflex et que, d'autre part, furent connus les mélangeurs à deux cristaux symétriques avec lesquels le bruit effectif sur la M. F. est considérablement réduit, on reconnut qu'il n'y avait pas de danger à envisager des bandes nettement plus grandes que celles du K. R. 117, mais cette considération ne put être utilisée que pour le projet de nouveaux oscillateurs locaux actuellement en cours d'étude.

Bien qu'il n'ait pas été conçu pour cette application, il apparaît que le tube K. R. 117 convient néanmoins pour l'équipement de certains systèmes où la fréquence d'oscillation doit être automatiquement contrôlée par action sur la tension du réflecteur.

D. Un klystron reflex sans hystérésis électronique : le R. X. 14.

Certains radars à contrôle automatique de fréquence (¹) et plusieurs autres applications demandent des klystrons reflex, destinés à servir d'oscillateurs de battement, ayant une bande d'accord électronique relativement très large et ne présentant aucun effet d'hystérésis électronique.

Au cours de l'étude de tels tubes (²), dont il sera rendu compte plus tard, on a réalisé, sous la désignation de R. X. 14, une variante du tube K. R. 117 dont les caractéristiques ne montrent pratiquement pas trace d'hystérésis électronique.

L'augmentation brusque et importante de l'intensité du courant du faisceau qui apparaît (comme le montre la partie inférieure de la figure 20) au moment

(¹) La principale cause du bruit d'un klystron reflex réside, sans doute, dans les fluctuations à haute fréquence présentes dans le faisceau qui induisent directement des courants de bruit dans la cavité, mais les fluctuations à basse fréquence apportent certainement aussi une contribution importante en modulant l'amplitude du faisceau et en créant des bandes latérales qui sont particulièrement agissantes quand l'oscillateur est accordé électroniquement loin de la puissance optimum. Une partie du bruit que l'on trouve dans le signal M. F. d'un oscillateur local reflex peut également être attribuée aux fluctuations (autour de la fréquence intermédiaire) dans la phase des électrons de retour. En liaison avec le fait que les variations dues au bruit dans le potentiel de la fente d'interaction ont des effets limités par la bande passante de la cavité, on constate, quand on tient compte de toutes les causes, que le bruit d'un oscillateur reflex doit augmenter à peu près proportionnellement avec la largeur de sa plage d'accord électrique (ce qui, d'ailleurs, peut être considéré *a priori* comme évident en considérant que ce facteur est une mesure directe des grandeurs relatives de l'admittance du faisceau et de l'admittance du circuit).

(¹) La fréquence de l'émetteur et celle de l'oscilateur local d'un radar ne sauraient rester rigoureusement fixes dans le temps. Par exemple, au moment du démarrage, la fréquence d'un magnétron et celle d'un klystron reflex « glissent » d'une façon appréciable : des écarts de 2 à 3 Mc : s sont fréquents pour des équipements travaillant aux environs de 10 cm. D'autre part, la fréquence d'un émetteur de radar à magnétron peut être modifiée par suite de la variation de l'impédance de charge dans une proportion importante, également de l'ordre de plusieurs mégacycles, quand l'onde émise se réfléchit sur des obstacles proches de l'émetteur. Pour un fonctionnement correct de l'ensemble de l'équipement, un réajustement de l'oscillateur local du récepteur est donc nécessaire (afin que la fréquence suive celle de l'émetteur). Dans certains cas, un rattrapage par action manuelle sur l'accord de la cavité est possible, mais dans beaucoup de circonstances (par exemple dans le cas d'appareils d'avions ou quand il s'agit de variations rapides comme celles qui accompagnent la rotation d'un cornet d'exploration) l'opérateur ne saurait modifier assez rapidement l'accord de la cavité. Dans de telles conditions, le système doit être muni d'un dispositif automatique de contrôle de fréquence agissant, au moyen de circuits électriques, pour que le signal de sortie du mélangeur ait une fréquence sensiblement constante.

(²) Les effets d'hystérésis électronique étant mis à part, la théorie indique, au moins qualitativement, pour les structures d'électrodes simples et idéalisées, les mesures à prendre pour l'obtention de larges bandes d'accord électronique [13].

de l'entrée en oscillation de la plupart des klystrons reflex qui présentent de l'hystérésis électronique, laisse à penser que ce phénomène est lié à la modification apportée dans la charge d'espace de la région cathodique par des électrons de retour ayant traversé le champ H. F., électrons qui ont leur énergie cinétique moyenne réduite du fait de l'échange dans la fente d'interaction. Une telle augmentation d'intensité peut être considérée en particulier comme portant l'intensité du faisceau à une valeur permettant le maintien des oscillations dans des régions de tension réflecteur où le courant normal est inférieur au courant d'accrochage, pour les mêmes tensions réflecteur. A ce propos, il faut retenir que si seulement quelques électrons peuvent revenir à la cathode quand le tube n'oscille pas, parce que presque tous sont arrêtés par la cathode virtuelle due à la charge d'espace, la situation est toute différente quand une tension H. F. est développée dans la cavité : alors certains électrons reçoivent du champ alternatif une énergie supplémentaire qui leur permet de franchir la barrière de potentiel.

Bien que la théorie montre que l'hystérésis électronique puisse se manifester sans que cette modification de charge d'espace au voisinage de la cathode en soit la cause directe, si la tension H. F. dépasse une certaine valeur critique ou si le champ H. F. est suffisamment large [1], les évaluations que l'on a pu faire du phénomène ont indiqué qu'il ne pouvait alors avoir un effet très grand dans les conditions normales de travail pour des tubes du genre du K. R. 117.

Ces remarques ont conduit à prévoir le R. X. 14 avec le souci essentiel d'y réduire, par l'emploi d'une optique convenable, le nombre des électrons pouvant revenir vers la cathode après avoir traversé deux fois le champs H. F. (une fois à l'aller, une fois au retour).

La figure 23 montre la configuration utilisée à cet effet; cette configuration avait été déjà employée

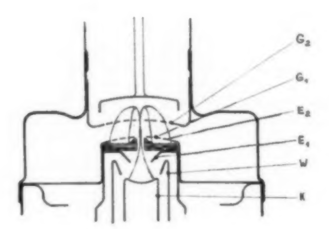


Fig. 23.

dans le tube K. R. 128 dont il sera question par la suite. Elle comporte : une cathode profilée K, un écran négatif W et des électrodes accélératrices E_1 et E_2 (au même potentiel que la cavité). L'ensemble produit un faisceau convergent qui est envoyé dans deux petits trous percés dans les grilles G_1 et G_2 délimitant le champ H. F. Le « cross over » du faisceau est ajusté au voisinage de la première grille, de telle façon que le nombre d'électrons renvoyés par le champ réflecteur dans l'ouverture de l'électrode E_2 représente un petit pourcentage du courant de retour et que simultanément la plupart des électrons reviennent frapper la paroi supérieure de E_2. Dans ces conditions la grille G_1 sert alors d'écran suppresseur pour les électrons secondaires libérés par les électrons de retour au moment de l'impact sur E_2.

---

[1] Le changement de focalisation du faisceau de retour par le champ haute fréquence est l'une des premières causes possible de ces sortes d'hystérésis; elle provient du temps de transit fini dans la fente d'interaction. Comme le centre d'un paquet d'électrons traverse cette fente quand le champ alternatif y est nul (et d'accélérateur devient retardateur) et qu'à ce moment l'effet de lentille correspond à une convergence, il est évident que les trajectoires de la plus grande partie des électrons peuvent être influencés d'une façon très apprécable par la tension haute fréquence. Cette ,modification peut provoquer l'interception partielle du faisceau de retour par les bords de la fente et consécutivement il peut en résulter non seulement une variation de la grandeur, mais aussi un changement de phase de l'admittance du faisceau électronique.

L'explication de l'hystérésis électronique [12] des klystrons reflex fait intervenir une source de conductance électronique autre que celle qui correspond au mouvement des électrons supposée dans la théorie élémentaire (transits simples), laquelle ne tient pas compte de ce que deviennent ceux-ci après avoir traversé en retour le champ haute fréquence; cela amène à concevoir que des électrons repassent plusieurs fois dans la fente (transits multiples).

L'hystérésis dans le cas de transit simple et d'une tension haute fréquence élevée, peut être prévue par la correction apportée à la théorie élémentaire par l'approximation du 2e ordre; celle-ci fait en effet apparaître pour l'admittance du faisceau une partie réelle et une partie imaginaire qui sont fonctions de l'amplitude haute fréquence pour des conditions de courant continu données. On constate ainsi que, si la tension haute fréquence est inférieure à la valeur critique amenant l'hystérésis, la variation de la phase produit seulement une asymétrie du mode. Dans le cas de transits multiples, il y a hystérésis électronique toutes les fois que la phase du courant de transits multiples, liée à la phase du courant de transit simple, est comprise entre certaines limites; comme cet angle de phase est fonction de la fréquence d'oscillation et du courant du faisceau, ceci explique bien qu'un tube comme le K. R. 117, qui ne montre pas d'hystérésis pour certaines conditions de fonctionnement en présente notablement pour des conditions qui semblent, *a priori*, peu différentes.

La figure 24 représente quelques tracés de trajectoires (obtenus comme deux des figures 7 et 8 en négligeant les effets de charge d'espace) qui ont aidé à l'établissement du projet des premiers modèles.

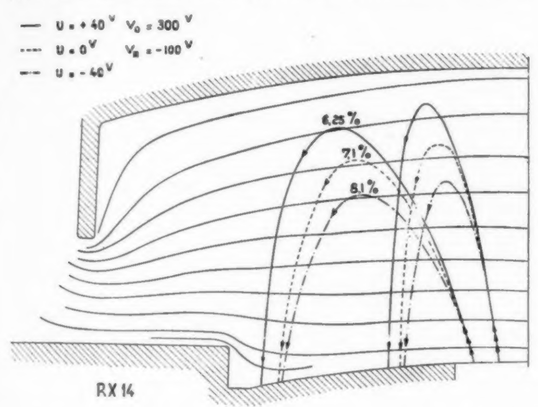


Fig. 24. - Trajectoires de l'électron marginal et de l'électron à mi-distance entre l'axe et le bord du faisceau dans l'espace réflecteur du R. X. 14, pour différentes valeurs de la tension haute fréquence. Les chiffres indiquent le pourcentage d'électrons qui échappent au piège et peuvent revenir dans l'espace cathode.

Avec les tubes R. X. 14 construits suivant le schéma de la figure 23, les effets de l'hystérésis électronique de puissance et de fréquence ont été complètement éliminés dans une partie de la gamme de travail et réduits très notablement dans les autres. Dans son état actuel, le tube R. X. 14 fournit une puissance utile dépassant 60 mW entre 9 et 10,5 cm avec une puissance appliquée de 4,5 W sous 300 V et une bande d'accord électronique comprise entre 10 et 12 Mc : s.

E. Un oscillateur local à très basse tension pour la bande des 20 cm : le K. R. 203.

Le K. R. 203 est un klystron reflex qui a été prévu pour servir d'oscillateur local dans la bande de fonctionnement des tubes d'émission à deux cavités K. 771, K. 773 et A. K. 774 cités dans l'introduction; pour simplifier les récepteurs qu'il devait équiper, on a cherché à lui donner des tensions d'alimentation (rhumbatron et réflecteur) aussi basses que possible et ce sont les résultats obtenus à ce point de vue qui, parmi les différentes variantes réalisées au cours de l'étude, ont prévalu dans le choix du modèle final.

La construction du K. R. 203 (que la figure 25 montre séparé de son système de déformation) a été déduit directement, du K. R. 117; la seule différence entre les deux est que la grille d'accélération du K. R. 203 est incorporée dans la cavité et qu'un cylindre de Wehnelt peut y contrôler le débit du faisceau. Le tube K. R. 203 est accordable mécaniquement dans la bande de longueurs d'onde



Fig. 25.

comprises entre 19 et 28 cm. Comme le montre la figure 26, il peut délivrer entre 21,5 et 26,5 cm, une puissance de 50 mW sous une tension d'accélération de 200 V et avec une tension de réflecteur

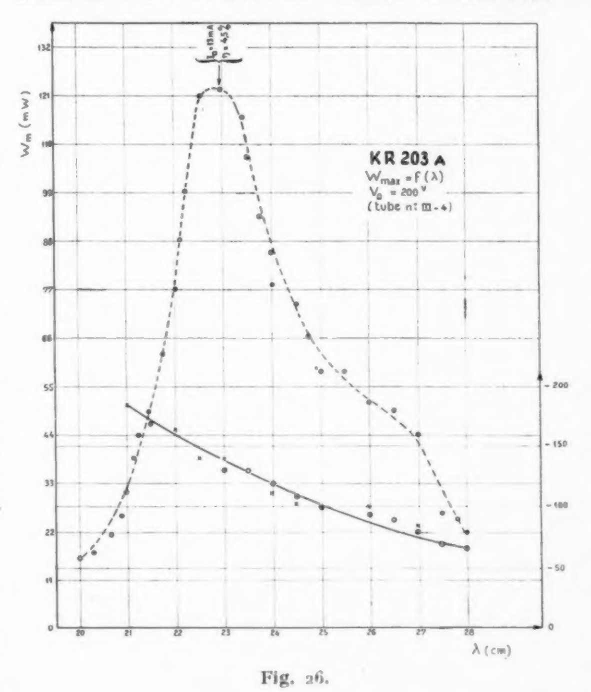


Fig. 26.

inférieure à 200 V en valeur absolue. Dans ces conditions, la bande d'accord électronique varie entre 4 et 6 Mc : s; à 23 cm, elle est d'environ 6 Mc : s

comme l'indique la figure 27. Le K. R. 203 peut fonctionner avec une tension de cavité allant jusqu'à 350 V. A 300 V, il donne alors une puissance environ double de celle que l'on obtient à 200 V; par exemple, on obtient 250 mW à 23 cm avec un rendement de l'ordre de 3,8 % ($I_0 = 22$ mA) et une bande d'accord électronique d'environ 8,6 Mc : s. Du fait de la faible charge thermique de ses électrodes et des dimensions relativement grandes de sa cavité,

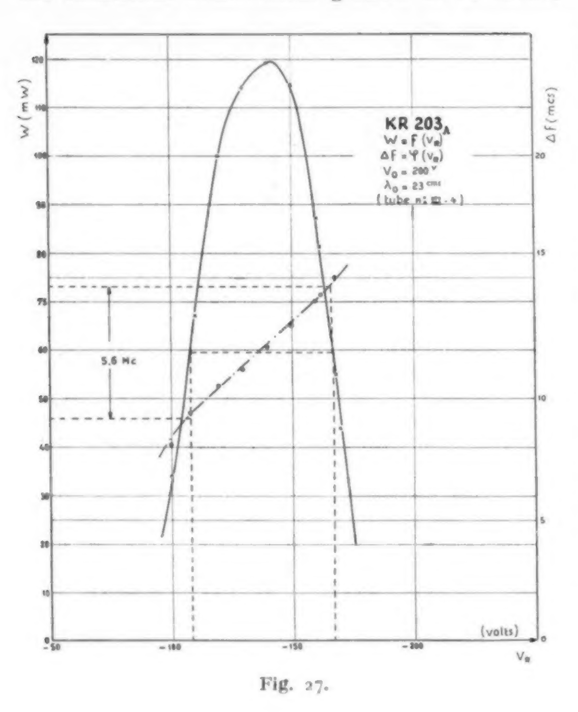


Fig. 27.

le K. R. 203 a une dérive thermique de démarrage relativement petite : environ 1 100 et 630 Kc : s pour des puissances appliquées de 6,6 et 2,6 W.

F. **Un klystron reflex d'émission pour la bande des 10 cm : le K. R. 128.**

Le tube K. R. 128 est un klystron reflex susceptible d'équiper des stations relais de systèmes de radiocommunications téléphoniques multiplex dans la bande des 10 cm. Le projet fut établi en admettant que pour satisfaire aux besoins, le tube devait délivrer une puissance utile de l'ordre du watt avec une bande d'accord électronique d'au moins 10 Mc : s, celle-ci étant trouvée dans des conditions qui la rende utilisable pour une modulation de fréquence normale [1].

Un examen superficiel permettrait de croire, qu'en admettant un rendement de conversion fixe, on peut demander une puissance H. F. élevée à un klystron reflex à partir d'une haute tension d'accélération et d'un faible courant de faisceau aussi bien qu'à partir d'une basse tension et une grande intensité. En fait, le choix n'est pas libre : indépendamment des questions d'isolement inter-électrode d'importance secondaire dans le domaine que l'on peut pratiquement envisager, un fonctionnement efficace à haute tension requiert une tension H. F. élevée et un courant H. F. faible et par suite, pour être bien adaptée au faisceau, la cavité doit donc avoir une impédance shunt en charge, très élevée. Cette impédance résultant, de la mise en parallèle de l'impédance de la cavité à vide et de l'impédance ramenée par la charge d'utilisation, à longueur d'onde donnée et pour des formes de cavités voisines, le fonctionnement avec une impédance en charge élevée peut donc conduire à un rendement utile faible, car une énergie importante peut être perdue dans les parois de la cavité. Avec un rendement de conversion et une puissance appliquée supposés sensiblement fixes, l'élévation de la tension de fonctionnement n'est donc justifiée que si elle a pour effet d'accroître le rapport entre le nombre d'électrons parvenant effectivement dans le champ H. F. et le nombre d'électrons quittant la cathode dans une proportion qui compense la diminution du rendement utile. En d'autres termes, le rendement du canon du tube fonctionnant à haute tension doit être plus élevé que celui du tube fonctionnant à basse tension, si l'on veut trouver un bénéfice du côté de la puissance utile. La partie la plus importante du projet d'un tube reflex à puissance élevée est donc celle qui concerne les systèmes de focalisation agissant sur les électrons à l'aller et au retour pour les envoyer dans le champ H. F. avec le minimum de pertes par interception sur les éléments solides des électrodes ou sur leurs supports [1].

Le principal emploi prévu pour les tubes K. R. 128

[1] Les résultats de certaines expériences récentes [15] semblent montrer que des puissances aussi élevées et même des bandes d'accord électronique aussi grandes ne sont pas indispensables pour réaliser des liaisons U. H. F. multiplex offrant déjà des avantages très importants.

[1] Comme pour la plupart des tubes reflex dont il est question dans cet exposé, la prédétermination du canon K. R. 128 a été faite à partir d'équipotentielles corrigées pour tenir compte des effets de charge d'espace entre la cathode et l'espace réflecteur. Le procédé d'approximations successives employé, qui a révélé pour un certain nombre de tubes des effets considérables de la charge spatiale sur la formedes trajectoires électroniques, sera publié ultérieurement.

a eu aussi une action sur le choix de leur tension de fonctionnement. Dans les stations relais d'une chaîne d'un système de radiocommunications à longue distance, les tubes peuvent être amenés à travailler, sans aucune surveillance, dans des conditions très sévères aux points de vue de la température, de l'humidité, etc., et pour de tels usages, la sécurité de fonctionnement de l'ensemble du matériel (alimentations, canalisations, etc.) croît rapidement avec la diminution des tensions mises en jeu. Compte tenu de ce fait et des remarques précédentes, on a admis qu'une tension rhumbatron de 1 000 V était la plus souhaitable pour les tubes K. R. 128.

Dans ses grandes lignes, la construction du tube K. R. 128 est également très proche de celle du tube K. R. 117; néanmoins elle comporte quelques particularités visant, dans la mesure où cela a paru réalisable sans complication pratique excessive, à séparer le champ de prélèvement d'énergie du champ de commande : cette séparation, inspirée d'un principe étudié à propos de certains oscillateurs reflex à émission secondaire ([1]), a pour but d'augmenter le rendement de conversion.

La figure 28 montre schématiquement l'arrangement des électrodes : K est une cathode profilée entourée d'une électrode focalisatrice W; ces électrodes et la partie de la cavité placée en regard et servant d'anode accélératrice, déterminent un faisceau électronique convergent (transportant un courant d'environ 45 mA) qui passe à travers une petite ouverture percée dans la partie rentrante de la cavité, puis à travers l'orifice central d'une grille, à ailettes radiales, de dimensions plus grandes, fixée dans la paroi opposée de la cavité. Le système réflecteur est composé d'une électrode plane M formant miroir et d'un cylindre focalisateur D qui sert à diriger les électrons de retour, non vers le trou central par lequel ils sont arrivés mais vers la partie latérale du champ H. F. limitée par la grille à ailettes g_2 et par la partie rentrante massive de la cavité.

Cette disposition est avantageuse parce qu'elle remplit simultanément les conditions suivantes :

a. La plus grande partie du faisceau ne traverse qu'une grille (la grille g_2 à son retour); ce qui réduit le nombre des électrons interceptés et perdus;

b. Dans la partie centrale, traversée seulement par les électrons d'aller, le champ est moins intense et le temps de transit moyen plus grand que dans les parties latérales, ce qui est en faveur d'un meilleur rendement de conversion global;

c. Relativement peu d'électrons reviennent dans l'espace cathode pour y perturber la charge d'espace, ce qui réduit les effets d'hystérésis électronique;

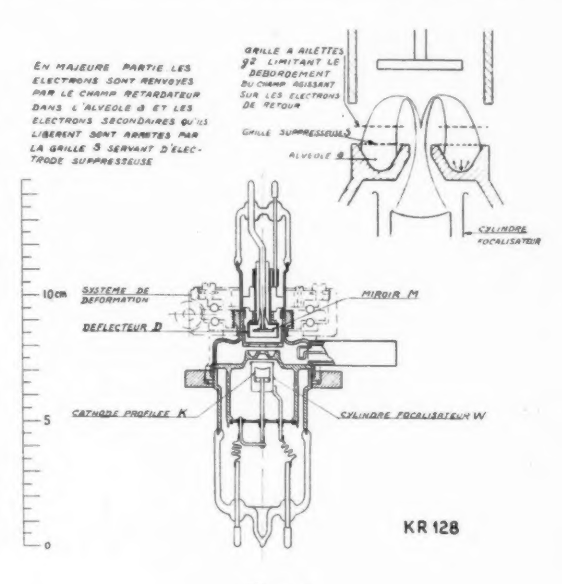


Fig. 28.

d. Une alvéole étant creusée et limitée par une grille fine S (*fig.* 28), il y a relativement peu d'électrons secondaires (libérés par le choc des électrons de retour) qui peuvent aller osciller dans le champ H. F. en y consommant inutilement de l'énergie;

e. La forme massive de la partie rentrante de la cavité (qui recueille les électrons après leur transit dans le champ H. F.) permet une grande dissipation d'énergie, c'est-à-dire une grande puissance appliquée.

Le tube K. R. 128 peut couvrir la bande comprise entre 7,5 et 10,5 cm, mais quand de fréquents accords de la cavité doivent être effectués, cette bande doit être réduite par mesure de sécurité à l'intervalle 8,25-10,5 cm. Les courbes de la figure 29, qui représentent les caractéristiques du mode d'oscillation pour $\lambda = 8{,}95$ cm fournissent une idée des tensions de fonctionnement.

([1]) Le principe indiqué dans la demande de brevet citée sous la référence [14], consiste d'une part, à faire agir sur les faisceaux d'aller (électrons primaires non rassemblés) et de retour (électrons secondaires réunis en paquets) des champs haute fréquence produits avec une cavité unique, mais ayant des intensités différentes et, d'autre part, à donner à ces deux faisceaux des temps de transit différents dans les champs haute fréquence. On peut espérer aussi rapprocher le rendement d'un système reflex à émission secondaire de celui d'un klystron à deux cavités.

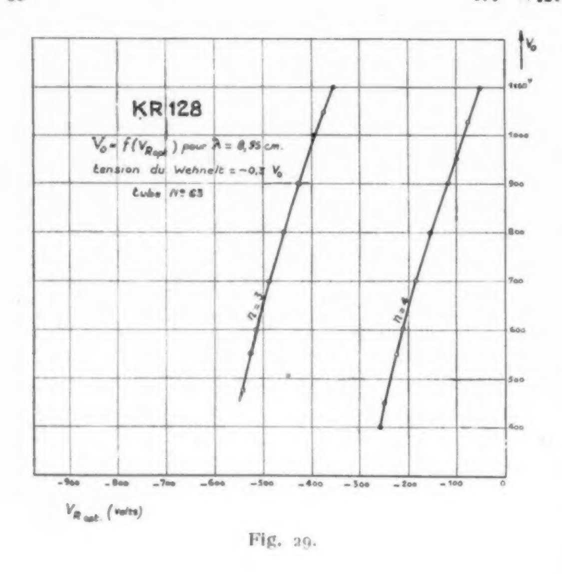


Fig. 29.

La figure 30 indique dans sa partie supérieure comment varie, en fonction de la longueur d'onde,

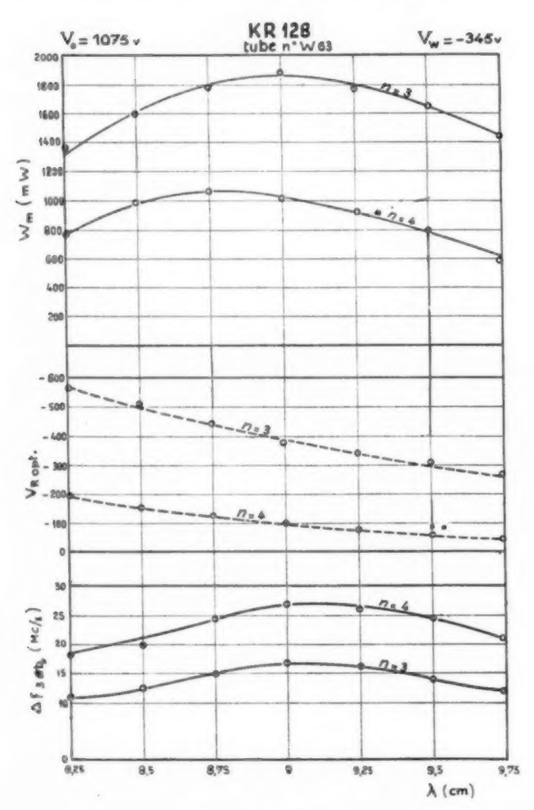


Fig. 30.

la puissance utile pour un tube réglé au mieux, et, dans sa partie inférieure, les bandes d'accord électronique correspondantes (1).

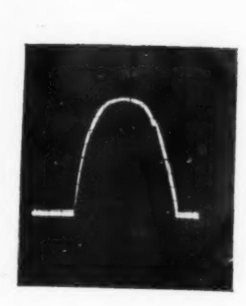
La figure 31 montre quelques oscillogrammes de la variation de la puissance utile avec la tension du réflecteur. Ces oscillogrammes ont été obtenus en superposant une tension alternative à 50 p : s à la tension négative optimum pour le tube chargé au mieux, avec un circuit dont les éléments ne dépendent pratiquement pas de la fréquence. Leur examen montre que les effets d'hystérésis de puissance sont pratiquement inappréciables. Au cours des expériences faites aucun phénomène d'hystérésis de fréquence, non plus, n'a été décelé.

Les oscillations du tube K. R. 128 peuvent être modulées, soit en agissant sur la tension rhumbatron, soit sur la tension de l'électrode contrôlant le débit de la cathode, soit sur celle du réflecteur. La modulation par le rhumbatron n'est pas avantageuse, car elle demande une source, qui traversée par le courant du faisceau, doit être forcément puissante; d'autre part, la modulation résultante n'est ni une modulation d'amplitude pure, ni une modulation de fréquence pure, c'est une modulation combinée dans laquelle les variations de fréquence résultent de la variation du temps de transit et correspondent aux effets analogues que l'on rencontre dans une triode ou dans un magnétron quand la tension d'accélération des électrons est variable.

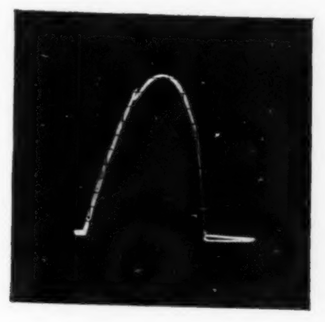
La modulation sur l'électrode de contrôle du courant est beaucoup plus intéressante parce qu'elle est faite sur une électrode négative; néanmoins quand on la produit avec une tension sinusoïdale superposée à la polarisation négative correspondant au point de repos elle est ainsi et inévitablement une modulation mixte, en fréquence et en amplitude. Comme dans tous les tubes pour U. H. F. dans lesquels le faisceau électronique traverse un organe oscillant directement incorporé dans le tube, la variation de fréquence est due à ce que les électrons modifient la constante diélectrique effective de la capacité localisée située entre les électrodes H. F., si bien que la variation du nombre des électrons traversant la fente d'interaction influe directement sur la fréquence de résonance de la cavité du tube. Les oscillogrammes de la figure 32 et le dessin plus détaillé de la figure 33 donnent des exemples de cette modulation mixte.

La modulation la plus usuelle d'un klystron reflex

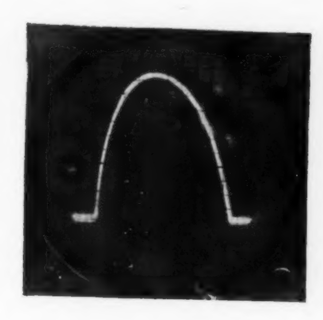
(1) Le tube avec lequel ces courbes ont été relevées est un tube « moyen ».



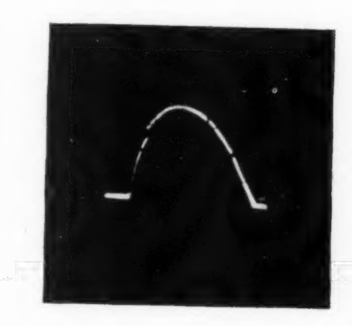
W 631 { $\lambda = 9{,}5$ cm. $n = 4$ $W_{max} = 800$ mW. $\Delta f = 23$ Mc/s.



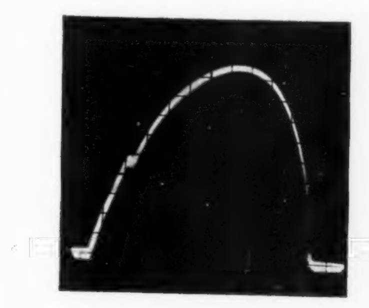
W 61 { $\lambda = 9{,}5$ cm. $n = 3$. $W_{max} = 1150$ mW. $\Delta f = 9{,}5$ Mc/s



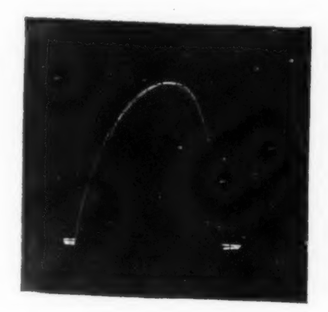
W 631 { $\lambda = 8{,}95$ cm. $n = 3$. $W_{max} = 1820$ mW. $\Delta f = 13{,}5$ Mc/s.



W 61 { $\lambda = 8{,}5$ cm. $n = 3$. $W_{max} = 1200$ mW. $\Delta f = 8$ Mc/s.

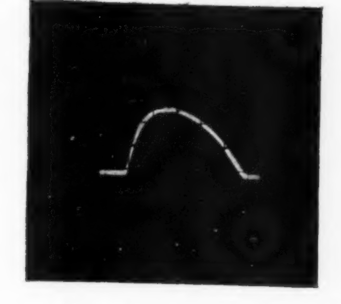


W 61 { $\lambda = 8{,}95$ cm $n = 3$. $W = 1200$ mW. $\Delta f = 9$ Mc/s.



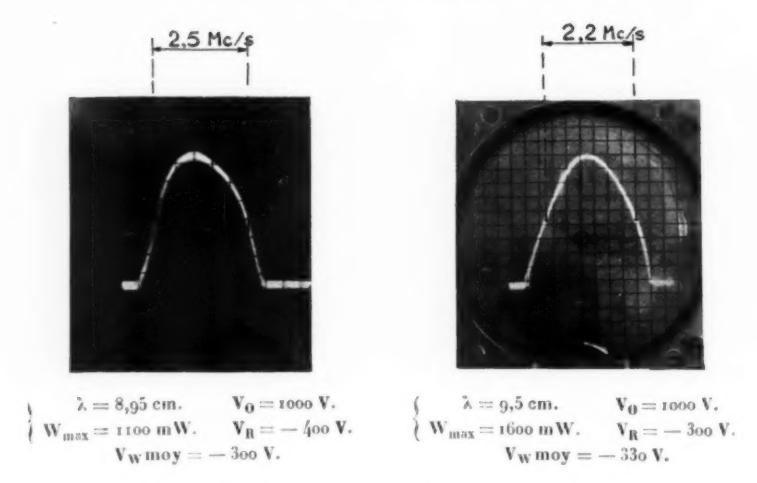
W 61 { $\lambda = 8{,}95$ cm $n = 4$. $W_{max} = 600$ mW. $\Delta f = 23{,}5$ Mc/s.

KR 128. $V_0 = 1000$ V.



W 61 { $\lambda = 8{,}5$ cm. $n = 4$. $W_{max} = 620$ mW. $\Delta f = 18$ Mc/s.

Fig. 31. — Oscillogrammes à 50 p : s de la courbe $W = f(U_R)$ pour différents réglages autour de points correspondant au débit maximum. Le circuit était toujours réglé pour avoir sur la fréquence centrale des taux d'ondes stationnaires inférieurs à 1,1. Les ordonnées des différentes courbes ne sont pas directement comparables. Le crochet visible sur certaines courbes est dû à l'absorption de l'ondemètre sélectif, qui est introduit dans le système de mesure pour évaluer les écarts de fréquence.



$\lambda = 8{,}95$ cm. $V_0 = 1000$ V. $W_{max} = 1100$ mW. $V_R = -400$ V. V_W moy $= -300$ V.

$\lambda = 9{,}5$ cm. $V_0 = 1000$ V. $W_{max} = 1600$ mW. $V_R = -300$ V. V_W moy $= -330$ V.

Fig. 32. — Modulation par le cylindre Wehnelt d'un klystron K. R. 128.

est la modulation par le réflecteur (¹); lorsque l'on superpose un signal sinusoïdal à la tension continue

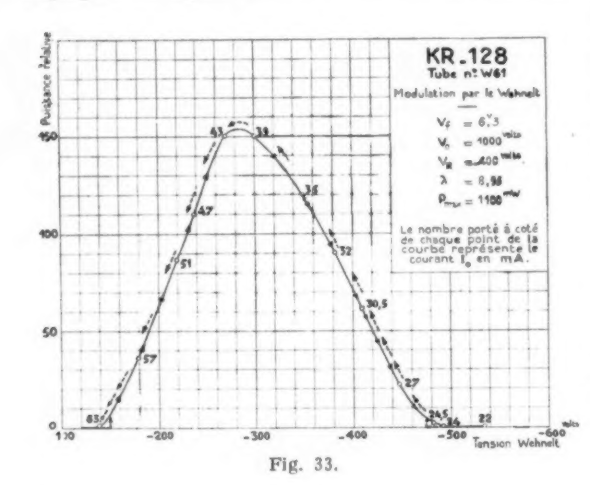


Fig. 33.

négative, cette modulation est encore une modulation combinée en fréquence et en amplitude. Les déviations de fréquence correspondantes ont été indiquées en figure 30 et un exemple des caractéristiques de modulation en fréquence est fourni en figure 34 : comme toutes celles qui précèdent les indications de cette figure sont relatives au cas où les deux parties du réflecteur M et D sont réunies ensemble et portées par suite au même potentiel négatif. En polarisant différemment le déflecteur et le miroir, il est possible dans certains cas de redresser la courbe et d'augmenter la bande d'accord électrique à demi-puissance.

La modulation par impulsions est souvent utilisée en U. H. F.; elle est avantageuse à certains égards aussi bien pour les communications que pour les mesures; pour cette dernière application, on peut par exemple superposer au signal H. F. une composante B. F., laquelle permet une augmentation du niveau grâce aux amplificateurs habituels sans

(¹) Quand on module un klystron reflex sur le réflecteur, on doit choisir la polarisation négative et l'amplitude du signal pour que le réflecteur ne devienne pas positif; dans le cas contraire différents phénomènes peuvent en effet venir perturber le fonctionnement. Le plus simple est que, le réflecteur n'étant pas fait pour dissiper de l'énergie, le bombardement des électrons du faisceau provoque un dégagement gazeux. Un autre est qu'un courant d'émission secondaire dû au choc des électrons du faisceau et passant du réflecteur à la cavité modifie le fonctionnement et le rend instable. Par exemple, si une résistance élevée a été introduite dans le circuit pour appliquer la modulation, la chute de tension provoquée par le passage du courant d'émission secondaire du réflecteur peut empêcher cette électrode de retrouver son potentiel normal. Le procédé le plus simple pour éviter ces troubles consiste à placer une diode crêteuse en shunt sur l'espace cathode réflecteur; cette diode non seulement limite l'excursion possible de la tension de modulation, mais protège aussi le tube des accidents qui peuvent survenir si, occasionnellement, le circuit du réflecteur se coupe (le réflecteur prend alors un potentiel arbitraire qui dépend de son coefficient d'émission secondaire). Généralement, le réflecteur ne risque de devenir positif que lorsque l'on module sur un ordre élevé (basses tensions), mais il peut arriver aussi, et cela est souvent le cas pour les tubes puissants, comme le K.R. 128, que des électrons du faisceau soient envoyés vers sa surface même quand celle-ci est très négative du fait de la tension haute fréquence élevée développée dans la fente d'interaction.

l'inconvénient de la modulation de fréquence parasite introduite par la modulation d'amplitude normale; on peut examiner ainsi la réponse des circuits en observant l'enveloppe B. F. des impulsions.

Dans le K. R. 128 la modulation par impulsion est possible aussi bien sur l'électrode de contrôle W

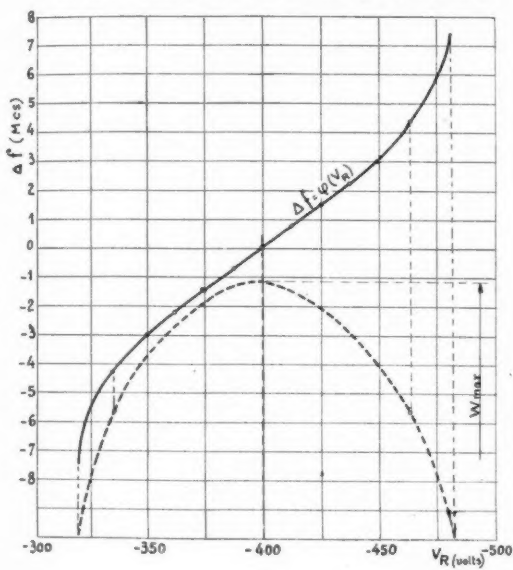


Fig. 34.

que sur le réflecteur. En appliquant par exemple au réflecteur des tops rectangulaires, de hauteur constante et de largeur variable avec le signal de modulation, on obtient l'équivalent d'une modulation en amplitude pure, car le tube fonctionne par tout ou rien (¹) : en effet, comme l'indique la figure 35, cette modulation n'intéresse qu'un seul

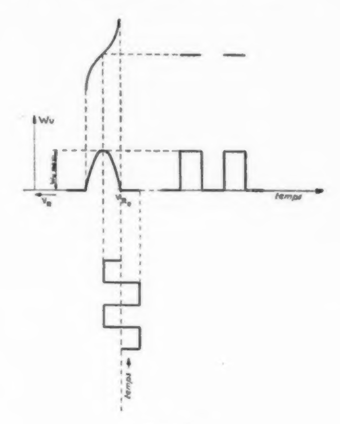


Fig. 35.

point des caractéristiques de puissance et de fréquence et leur forme n'intervient pas. La figure 36 montre les signaux rectangulaires appliqués à l'électrode Wehnelt d'un K. R. 128, et l'enveloppe de la puissance H. F. qui en résulte. Comme d'autre part, un klystron reflex ne comporte qu'un circuit oscillant et que celui-ci, surtout quand il s'agit d'un tube d'émission comme le K. R. 128, est toujours assez fortement chargé, son « temps de démarrage » est relativement très court : de l'ordre d'une petite fraction de microseconde. Dans ces conditions une modulation par impulsions sans inertie est possible, même avec des fréquences très élevées.

(¹) On peut trouver quelques renseignements sur ce type de modulation par impulsions dans l'article cité en référence [10].



B. F. — Signal modulant.

U. H. F. — Signal après détection.

$\lambda = 9{,}5$ cm.

$V_R = -320$ V. $W = 1600$ mW. V_W moy $= -380$ V.

i . 36.

Étant donnée l'énergie importante dissipée sur ses électrodes, le tube K. R. 128 demande un refroidissement artificiel; celui-ci doit être tel que la température de la cavité ne dépasse pas 80° C; dans les conditions normales de travail cela correspond à un débit d'air d'au moins 20 dcm³ : s.

La figure 37 montre la courbe de dérive thermique au démarrage correspondant à ces conditions de refroidissement.

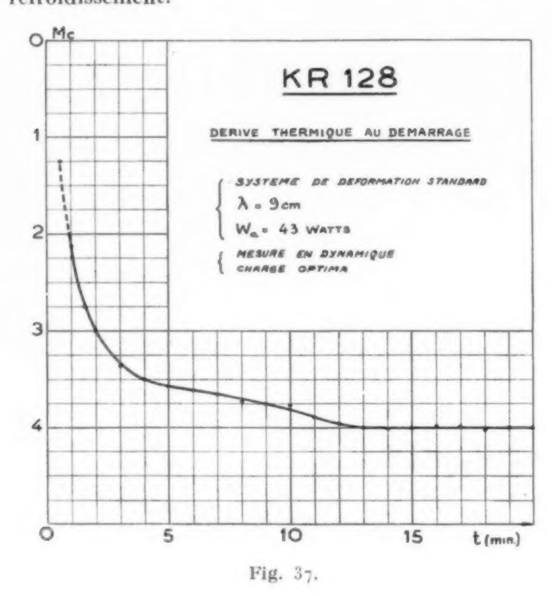


Fig. 37.

G. **Klystrons reflex d'émission pour les bandes des 3 et 4 cm : le K. R. 331 et le K. R. 330.**

Les tubes type K. R. 330 et type K. R. 331 sont des klystrons reflex dont les domaines d'accord mécanique sont respectivement centrés sur 3,8 et 3 cm. Par leurs possibilités, ces tubes sont indiqués pour être utilisés, soit comme oscillateurs dans les générateurs de mesure, soit comme tubes d'émission dans les relais de radiocommunications ou dans certains Radars. Le K. R. 331 ne diffère du K. R. 330 que par de petits écarts dans les dimensions des éléments essentiels et tous les deux sont construits, comme l'indique la figure 38, suivant une technique générale très voisine de celle qui a été utilisée pour le K. R. 117 et le K. R. 128.

La figure 39 *a* montre, schématiquement, l'arrangement des électrodes du K. R. 330 et du K. R. 331.

La cathode, plane, est entourée d'un cylindre focalisateur (habituellement au potentiel de la cathode ou à un potentiel très voisin) et l'ensemble fournit un faisceau légèrement convergent. Ce faisceau est accéléré vers la fente d'interaction par une grille (constituée comme celles qui limitent les champs H. F. par des barreaux plats disposés radialement autour d'un trou central) incorporée dans un tunnel qui, lui-même, prolonge la partie rentrante de la cavité.

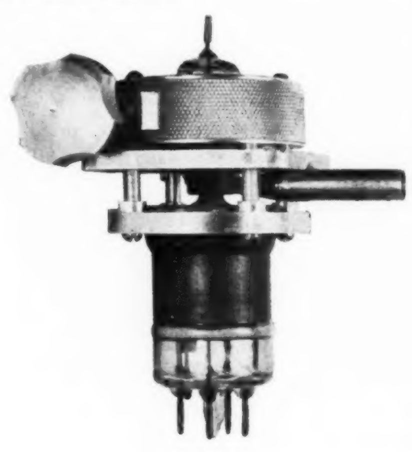


Fig. 38.

Le miroir utilisé produit un champ retardateur sensiblement uniforme, grâce auquel le faisceau de retour diverge de telle façon que les électrons le composant traversent en grande partie le champ H. F. avec une inclinaison qui les amènent ensuite à être captés par les parois du tunnel.

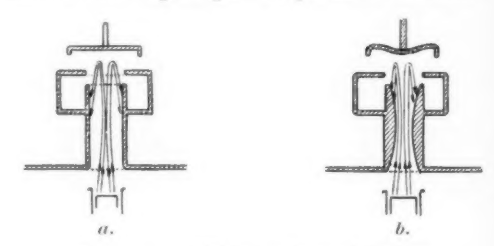
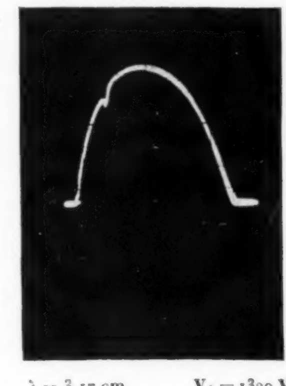


Fig. 39. — Schéma de la configuration du corps des tubes K. R. 330 et K. R. 331.

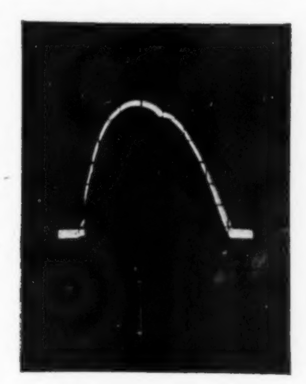
Ainsi, sans que l'on ait à recourir à une disposition du genre de celles qui ont été prévues pour le R. X. 14 et le K. R. 128 et qui seraient difficiles à mettre en œuvre dans un tube dont les dimensions sont très petites, se trouve notablement réduite la modification de la charge d'espace au voisinage de la cathode, par les électrons de retour. Comme le montrent, à titre d'exemples, les figure 40 et 41, cela suffit à éliminer presque totalement les effets d'hystérésis électronique, tout au moins pour les ordres élevés.

Dans quelques tubes d'essais, on a cherché à accentuer l'effet de captation en question par le tunnel de glissement en profilant celui-ci comme

l'indique schématiquement la figure 39 *b*. Avec cette disposition, on a trouvé une élimination plus complète encore des effets d'hystérésis électronique, mais aussi une diminution du rendement électronique du canon — sans doute à cause d'un effet de captation de certains électrons à l'aller — et pour cette raison la disposition indiquée en figure 39 *a* a été conservée dans les K. R. 330 et K. R. 331. a, d'autre part, constaté que des différences très appréciables des possibilités pouvaient résulter de petits écarts dans la forme et surtout dans l'emplacement de la perle de verre formant cette ligne coaxiale (sans doute en liaison avec les pertes dans l'oxyde du métal à l'endroit du scellement). Un remède efficace a été apporté à ces inconvénients en construisant séparément la sortie H. F. avec sa



$\lambda = 3{,}17$ cm. $V_0 = 1320$ V.
$W_{max} = 120$ mW. $V_{R\,opt} = -260$ V.
$V_W = 0$ V. $\Delta f = 45$ Mc/s.



$\lambda = 3{,}17$ cm. $V_0 = 1320$ V.
$W_{max} = 245$ mW. $V_R = 550$ V.
$V_W = 0$ V. $\Delta f = 37{,}5$ Mc/s.

Fig. 40. — Modulation par le réflecteur d'un klystron K. R. 331.

Au cours de l'étude de ces tubes, on a rencontré des difficultés de construction, qui ne se manifestent pas avec la même accuité pour les tubes de 10 cm. En particulier, on a trouvé que des variations boucle de couplage et en soudant, après coup, tout l'ensemble sur la cavité. Une autre amélioration a été faite dans la voie de la régularité des caractéristiques en constituant la boucle par un fil plat

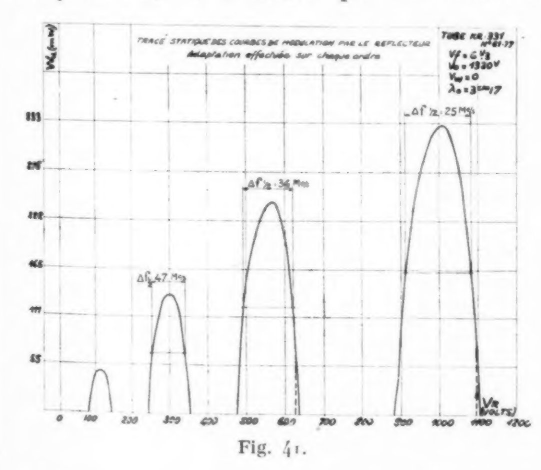


Fig. 41.

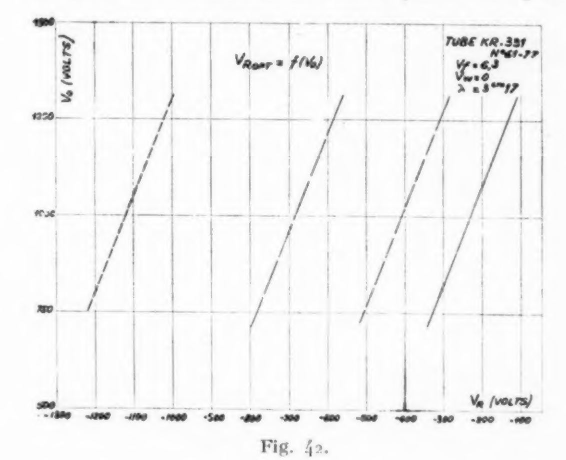


Fig. 42.

relativement très importantes de la puissance de sortie peuvent provenir d'écarts apparemment faibles dans la boucle de couplage et d'un excentrage du conducteur interne de la sortie H. F. coaxiale. On mis en forme sur un gabarit, ce qui permet de mieux définir la surface effective de l'organe de couplage.

La figure 42 représente les caractéristiques des modes d'oscillation du K. R. 331 et pour trois

d'entre eux, la figure 43 montre, en fonction de la longueur d'onde, les variations de la puissance

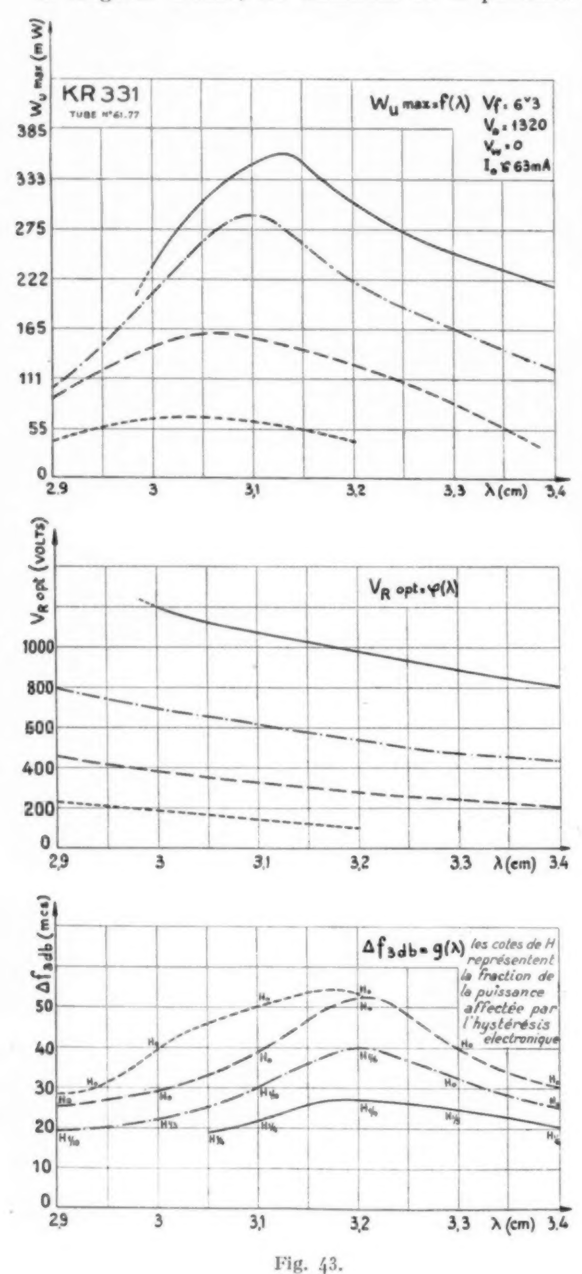


Fig. 43.

utile maximum, de la tension optimum du réflecteur et de la bande d'accord électronique correspondante.

La figure 44 montre le dispositif expérimental utilisé pour évaluer les possibilités du tube K. R. 331. Le tube excite des ondes du type H_{01}, dans un tronçon fermé de guide au moyen d'une sonde de longueur réglable prolongeant le conducteur interne de la sortie H. F. Un piston mobile (muni d'un piège H. F.) fournit un autre paramètre d'adaptation du tube au guide. A l'autre extrémité de celui-ci et également devant un piston mobile analogue au précédent, la charge est couplée par une boucle dont on peut faire varier l'inclinaison; cette charge est constituée par un bolomètre inséré dans le conducteur interne d'une petite ligne coaxiale et dont la variation de résistance permet de mesurer la puissance H. F.

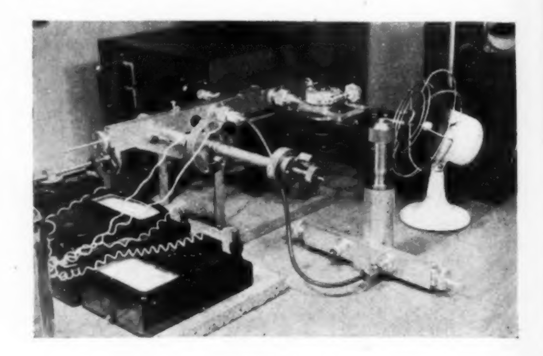


Fig. 44.

Entre le tube et la charge sont disposés, sur le guide, un détecteur d'ondes stationnaires couplé de façon très lâche et un atténuateur escamotable; celui-ci permet, pour le relevé des caractéristiques de modulation et la mesure de la bande d'accord électronique, d'éliminer le bolomètre et son circuit d'adaptation dont les caractéristiques varient presque inévitablement avec la fréquence (à cause du grand rapport de transformation que ce dernier doit avoir) (1).

Le tube K. R. 330 qui couvre la bande de 3,4 à 4,2 cm ne diffère du K. R. 331 que par de petits

(1) L'insertion de l'absorbeur dans le guide permet, en utilisant le détecteur d'ondes stationnaires, d'évaluer la variation de puissance autour d'une fréquence connue; en effet, pour une impédance de source donnée, la puissance dissipée dans l'absorbeur est proportionnelle au produit des champs électriques mesurés le long du guide en un ventre et un nœud successifs. Quand le produit des courants détectés en ces points est sensiblement le même avec ou sans absorbeur inséré dans le guide, la puissance consommée dans l'absorbeur est à peu près égale à la puissance utile mesurée dans le bolomètre. Les bandes d'accord électronique rapportées plus haut ont été obtenues avec un taux d'ondes stationnaires toujours égal ou inférieur à 1,1, elles ont été appréciées par la méthode de battement ou d'absorption indiquées par ailleurs [16].

écarts dans les dimensions et ses possibilités sont à peu près les mêmes, comme l'indique la figure 45.

A cause de leurs tensions d'alimentation élevées, les tubes K. R. 331 et K. R. 330 sont d'un emploi

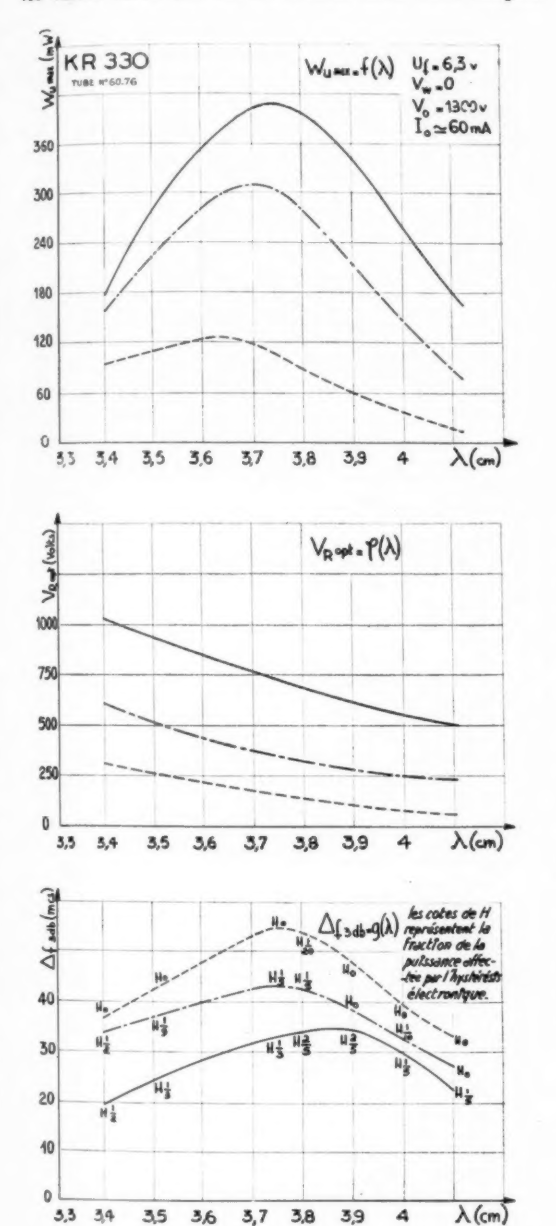


Fig. 45.

difficile dans les récepteurs comme oscillateurs de battement et, pour les remplacer, des tubes à basse tension (300 V) et large bande d'accord électronique (dont un prototype est montré en figure 46) sont à l'étude actuellement.



Fig. 46. — R X 373 : type expérimental de klystron reflex basse tension pour la bande des 3 cm.

III. — Klystrons multiplicateurs de fréquence.

A. Généralités.

Lorsqu'on considère des émetteurs radioélectriques de fréquence de plus en plus élevées, le problème de la stabilisation de la fréquence devient de plus en plus difficile à résoudre. Dans le domaine des ondes métriques, une solution est fournie par un oscillateur à triodes fonctionnant avec stabilisation par quartz piézoélectrique et suivi d'une chaîne d'étages opérant sur harmoniques ; mais, au delà de 50 cm de longueur d'onde, l'extension du procédé habituel de multiplication de fréquence se heurte à des difficultés considérables de mise en œuvre.

Pourtant, du point de vue « Radiocommunications », la stabilité de fréquence est maintenat une qualité au moins aussi importante dans le domaine des U. H. F. que pour les autres régions exploitables du spectre des radiofréquences : en effet, alors que pour les fréquences porteuses moyennes, les variations dues à l'instabilité des émetteurs ne correspondent qu'à une fraction de la bande qui occupe généralement la modulation elle-même, il n'en est pas de même en U. H. F. Là, ce même pourcentage de variations aléatoires de fréquence peut représenter une bande beaucoup plus large que celle qui est intéressée par la modulation. Cette considération a d'importantes conséquences pratiques; elle implique, par exemple, que pour une liaison U. H. F. multiplex, on se préoccupe en premier lieu de la stabilité de fréquence pour fixer l'écartement des canaux.

A l'heure actuelle, on peut estimer que les klystrons reflex ont d'eux-mêmes une stabilité de fréquence (environ 1/10 000) convenant à peu près

pour les systèmes à larges bandes de modulation, comme les relais de télévision, mais pour les systèmes à bandes relativement étroites comme ceux des liaisons téléphoniques, les klystrons reflex, seuls, ne peuvent guère convenir si l'on envisage d'employer des canaux très nombreux. Pour tirer avantageusement partie de leurs possibilités, on doit leur associer des systèmes de contrôle automatique de fréquence comportant par exemple, et suivant des agencements connus [17], [18], [19], des cavités résonnantes à haute surtension agissant comme discriminateurs. De tels systèmes peuvent porter la stabilité de fréquence instantanée à de très hauts niveaux $\left(\frac{\Delta f}{f} = 1/1\,000\,000\right)$ mais, en fait, il est difficile de maintenir de tels résultats pendant de longs intervalles de temps : en effet, il existe d'inévitables causes de variations des paramètres, par exemple celles des caractéristiques des cristaux détecteurs ou autres éléments de rectification.

Bien qu'un procédé récent [17] (consistant à imprimer à l'oscillateur une modulation auxiliaire en dehors de la bande de modulation normale et à créer ainsi un système dont la stabilité de fréquence ne dépend finalement que de la stabilité mécanique de la cavité de référence) permette d'apporter un remède à cette difficulté, c'est à son propos que se manifeste en premier lieu l'intérêt des klystrons multiplicateurs de fréquence. Ceux-ci peuvent également être utiles pour certains dispositifs de liaison, entre points, à bandes relativement étroites : parmi ces systèmes figurent certains équipements d'atterrissage et de navigation. Ces possibilités viennent de ce que les klystrons multiplicateurs de fréquence permettent d'introduire dans une partie du spectre radiofréquence où les lampes conventionnelles sont difficilement utilisables, le degré de stabilisation fourni par le quartz piézoélectrique.

Le klystron multiplicateur de fréquence, prévu par les frères Varian [4], [20] et réalisé sous une forme technique, en premier lieu semble-t-il par les chercheurs de « The Sperry Gyroscope Company » [21] est basé sur le fait, noté par l'auteur dans une publication déjà ancienne [9], que le courant alternatif transporté par un faisceau électronique groupé par modulation de vitesse contient des harmoniques de rang élevé ayant une amplitude encore très appréciable. Ainsi, on peut concevoir que si l'on réalise un klystron amplificateur à deux cavités dont la cavité collectrice est accordée sur un multiple entier de la fréquence d'accord de la cavité d'entrée l'on puisse trouver dans ce collecteur une énergie appréciable sur la fréquence d'excitation multipliée par le rang de l'harmonique choisi.

Suivant la théorie cinématique du 1er ordre (¹) bien connue pour l'étude élémentaire des klystrons à deux cavités, les rendements de conversion sur les harmoniques successifs du courant d'un système tel que celui de la figure 47 sont donnés par les maxima des fonctions de Bessel de première espèce (²). En fait, les forces de dégroupement de la charge d'espace qui s'opposent à la formation des paquets nivellent les harmoniques d'ordre élevé plus sérieusement que la composante fondamentale et conduisent à des rendements beaucoup plus faibles que ceux prévus par la théorie élémentaire.

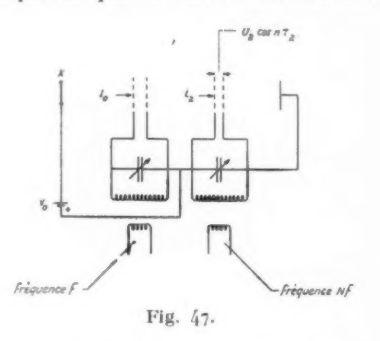


Fig. 47.

On pourrait penser, *a priori*, que, dans un multiplicateur basé sur le schéma de la figure 47 et en

(¹) C'est-à-dire de la théorie négligeant l'effet de la largeur des champs haute fréquence et ceux de la charge d'espace et supposant des électrodes idéales (équipotentielles et parfaitement perméabes aux électrons).

(²) En reprenant une expression connue, donnée dans l'article cité en référence [9] et en supposant que la « différence de potentiel » U. H. F. aux bornes du collecteur est $U_2 \cos n\tau_2$ la puissance moyenne délivrée par le faisceau a pour expression, k étant le facteur de groupement,

$$\overline{p} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} U_2 \cos n\tau_2 \, i_2(\tau_2)\, d\tau_2$$
$$= \frac{U_2 I_0}{2\pi}\int_0^{2\pi} \cos n\tau_2 [1 + 2\,\mathcal{J}_1(k\cos\tau_2 + \ldots]\, d\tau_2$$
$$= \frac{U_2 I_0}{2\pi}\int_0^{2\pi} 2\,\mathcal{J}_n(nk)\cos^2 n\tau_2\, d\tau_2$$
$$= U_2 I_0\, \mathcal{J}_n(nk) = p_0 \frac{U_2}{V_0}\mathcal{J}_n(nk) \qquad \text{avec} \quad p_0 = I_0 V_0.$$

Comme pour satisfaire aux conditions de non réflexion dans le champ haute fréquence, U_2 doit être inférieur à V_0, la fraction de la puissance appliquée pouvant être extraite dans le collecteur, est au plus de l'ordre de J_n (nk). Le maximum du rendement de conversion a donc lieu quand la fraction de Bessel J_n (nk) prend sa valeur maximum. Or, comme l'on sait, le premier maximum de cette fonction a lieu pour $k \approx 1 + \frac{0,81}{n^{\frac{2}{3}}}$ et a pour valeur approximative

$$J_n\left(n + 0,81\, n^{\frac{1}{3}}\right) \approx \frac{0,65}{n^{\frac{1}{3}}}.$$

liaison avec le fait que le courant dans le collecteur contient tous les harmoniques de la fréquence d'excitation, l'énergie de sortie soit répartie sur de nombreuses fréquences. Cela ne peut pas être le cas dans un klystron multiplicateur de fréquence, parce que les harmoniques adjacents sont supprimés par la surtension élevée de la cavité de sortie. On sait en effet qu'un circuit résonnant simple a une largeur de bande inversement proportionnelle à sa surtension. La tension développée sur un harmonique ayant une fréquence différente de la fréquence de résonance de la cavité de sortie est très faible dès que l'harmonique en question est écarté de la fréquence de résonance d'une quantité plus grande que la bande passante. En utilisant le schéma équivalent à une cavité et lui appliquant un résultat classique, on peut voir que dans une cavité collectrice accordée sur l'harmonique 10 et ayant une surtension de 2 000 environ, 0,5 % seulement du 11e harmonique est agissant.

B. **Le klystron multiplicateur type X. M. 10.**

Le tube X. M. 10 est un klystron multiplicateur dont les cavités d'entrée et de sortie peuvent être accordées, par déformation mécanique, respectivement entre 95 et 125 cm et entre 8,5 et 12,5 cm.

La photographie de la figure 48 est celle d'une coupe de ce tube séparé de son système de déformation; comme il est visible, la structure des électrodes ressemble à celle d'un klystron amplificateur à deux cavités du modèle habituel, à cela près que la cavité de sortie est beaucoup plus petite que la cavité d'entrée. Pour que celle-ci garde des dimensions pratiquement acceptables malgré sa basse fréquence fondamentale de résonance, une capacité localisée, en partie plane et en partie cylindrique, a été ajoutée sur la partie rentrante.

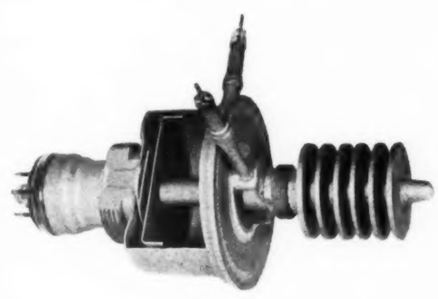


Fig. 48.

La cathode, du type à oxydes, est plane; elle est entourée d'un cylindre focalisateur qui peut contrôler l'intensité du courant transporté par le faisceau. Le débordement du champ H. F. dans le collecteur est limité par des grilles radiales; dans les premiers tubes construits des grilles analogues étaient également utilisées dans le rassembleur, mais l'expérience a montré qu'il y avait intérêt à les supprimer. Le faible accroissement du débordement du champ alternatif, à relativement basse fréquence, qui résulte de cette suppression est largement compensé, au point de vue rendement d'échange d'énergie total, par l'accroissement du courant électronique parvenant dans le collecteur.

La figure 49 montre un tube X. M. 10 en cours d'essais. Les possibilités de ce type de tube n'ont pas encore été complètement appréciées, aussi nous bornerons-nous ici, à indiquer quelques résultats typiques. L'expérience a montré qu'il était possible de faire fonctionner le tube, par accord de son collecteur d'énergie, sur des fréquences qui représentent les harmoniques, 9, 10, 11 et 12 de la fréquence d'accord de la cavité rassembleuse, et que dans ces conditions on pouvait obtenir dans ce collecteur une énergie H. F. appréciable et suffisant déjà à satisfaire à de nombreuses applications.

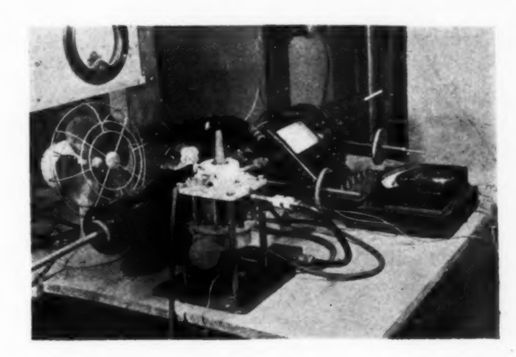


Fig. 49.

Par exemple, pour une excitation sur 115 cm avec une puissance d'entrée sensiblement constante et de l'ordre de 2 W, le collecteur étant réglé sur l'harmonique 10, on a obtenu :

V_0 (V).	I_0 (mA).	W_u (mW sur 11,5 cm).
400	12	15
600	25	30
1000	52	125

La variation de la puissance utile à puissance d'entrée et tension d'accélération constante trouvée avec les tubes construits n'a qu'une ressemblance assez lointaine avec celle qu'indique la théorie du 1er ordre, on retrouve bien des maxima successifs

mais leurs hauteurs sont considérablement inférieures à celles que le calcul indique. Les raisons de ces différences sont encore peu claires, mais parmi elles figurent certainement les conséquences de la charge d'espace et les temps de transit très différents des électrons dans la section droite du faisceau. Un fait constaté qui lui, par contre, s'explique très aisément, est la grande influence sur la puissance de sortie, toutes choses égales d'ailleurs, de l'accord de la cavité d'entrée. Si la fréquence de celle-ci est légèrement différente de la fréquence de la source d'entrée, la « tension » H. F. produite dans la fente d'interaction est très petite et, étant donnée la relation entre celle-ci et l'amplitude de l'harmonique d'un rang élevé, le courant induit dans la cavité de sortie tombe à une valeur considérablement plus basse que celle qui correspond au bon accord de la cavité d'entrée.

La possibilité de produire des oscillations d'ultra haute fréquence stabilisées par quartz aura vraisemblablement une grande importance dans d'autres domaines que celui des radiocommunications; tels qu'ils sont actuellement, les tubes M. X. 10 peuvent rendre déjà de grands services pour la mesure de fréquences élevées ([1]) et il est possible qu'ils servent de points de départ pour la construction de nouveaux modèles donnant des fréquences encore plus élevées, permettant de poursuivre dans de meilleures conditions les recherches fondamentales qui ont été entreprises relativement aux interactions entre les gaz et les champs d'U. H. F. Comme on le sait un certain nombre de gaz ont des transitions quantiques donnant des absorptions dans la région des ultra hautes fréquences de la radioélectricité. L'existence de générateurs stables est donc souhaitable pour l'examen précis des spectres d'absorption

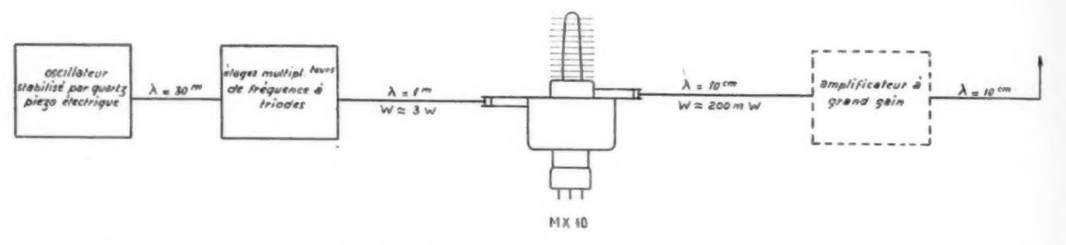


Fig. 50. — Schéma de principe d'un émetteur de puissance à fréquence contrôlée par quartz.

Il semble qu'on doive rencontrer, par principe, cette difficulté avec tous les klystrons multiplicateurs, mais dans le projet du tube M. X. 10, on a choisi les paramètres agissants (surtension de la cavité d'entrée en particulier), de manière qu'ils ne nécessitent par des réglages trop aigus; par ailleurs on s'est efforcé de faciliter, par construction, l'évacuation de l'énergie dégradée sur les électrodes vers l'enveloppe. En fonctionnement normal, c'est-à-dire avec une puissance continue appliquée de 80 W, un refroidissement artificiel avec un courant d'air d'environ 15 dm³/s est indispensable.

La figure 50 montre schématiquement comment le X. M. 10 peut être utilisé pour transposer dans la bande décimétrique la stabilité de fréquence procurée par le quartz piézoélectrique; l'amplificateur à grand gain indiqué en traits interrompus sert à élever la puissance H. F., du niveau faible fourni par le klystron multiplicateur (par exemple 250 mW sur 10 cm) jusqu'à celui qui est nécessaire pour les applications. Pour certaines de celles-ci un klystron « cascade » à trois cavités, devant donner environ 40 W, a été prévu (X. A. C. 11).

correspondants : peut-être trouvera-t-on là la base d'un standard absolu des fréquences.

IV. — Tubes a modulation de vitesse de très grande puissance.

A. Généralités.

La possibilité d'obtenir, aux environs de 10 cm de longueur d'onde une puissance H. F. de l'ordre du kilowatt en régime permanent avec un klystron à deux cavités fut indiquée, à partir de considérations théoriques, par l'auteur en 1941 [9], [22], mais les circonstances firent reculer les essais de vérification expérimentale jusqu'à la libération.

Les premières tentatives dans ce sens furent entreprises non pas dans le but de satisfaire un besoin précis existant à l'époque, mais en admettant que si des résultats positifs pouvaient être obtenus

([1]) La question a été envisagée par l'un des membres du laboratoire, M. Denis, au cours d'une conférence faite le 22 janvier 1948 devant les Membres de la Section lyonnaise de la Société des Électriciens.

avec des appareils relativement simples et commodes à utiliser, l'existence de générateurs ayant les qualités inhérentes aux tubes à modulation de vitesse (haute stabilité de fréquence, faculté de modulation par exemple) ouvrirait d'elle-même de nouveaux champs d'applications dans de nouveaux domaines où une grande puissance H. F. est souhaitable sur des fréquences très élevées.

A ce propos, on a envisagé en particulier : le radar, les radiocommunications et la télévision, certaines branches de la physico-chimie et de la médecine, mais surtout la dessiccation, et, d'une manière plus générale, le chauffage par pertes diélectriques.

Par exemple, du côté des radiocommunications, on a estimé que les tubes à modulation de vitesse très puissants doivent permettre de réaliser, du fait de leur haute stabilité de fréquence, de nouveaux systèmes de radio-atterrissage ayant, entre autres, l'avantage d'une grande sécurité de fonctionnement parce qu'ils peuvent être tels qu'à bord des avions existe seulement un récepteur simple ne comportant aucun organe compliqué ni aucune lampe susceptibles de défaillance au moment décisif. En ce qui concerne le chauffage par pertes diélectriques [1] les tubes à modulation de vitesse semblent pouvoir faciliter, dans certains cas, l'emploi des ondes d'ultra-haute fréquence : les propriétés spécifiques de celles-ci présentent un certain nombre d'avantages et leur technique offre déjà tout un arsenal de moyens [27] mais il a manqué jusqu'ici les tubes suffisamment puissants pour les mettre en œuvre. On a prétendu que le magnétron et le resnatron étaient les seuls types de tubes électroniques capables de fournir en ondes ultra-courtes des puissances très élevées comme celles qui sont nécessaires pour le chauffage par pertes diélectriques; l'emploi des resnatrons (surtout des modèles scellés) étant d'ailleurs limité aux fréquences inférieures à environ 600 Mc : s. Cette opinion apparaît maintenant comme erronée : il semble bien que les progrès effectués dans la conception et dans la construction des tubes à modulation de vitesse puissent faire de ce type, dans un proche avenir, sinon dans l'immédiat, un concurrent sérieux des autres, surtout pour la bande de 10 à 30 cm; l'examen des conditions de travail des tubes générateurs fournit même un certain nombre d'arguments en faveur de leur emploi pour une application comme le chauffage par pertes diélectriques. L'une des plus grandes difficultés à résoudre dans ce problème vient, en effet, de ce que la charge sur laquelle débite le tube est très variable : dans certains cas cette charge peut même devenir et rester pendant un certain temps pratiquement nulle. Cela implique en premier lieu que les électrodes du tube générateur puissent dissiper sans fatigue la totalité de la puissance

---

[1] L'intérêt de réaliser des générateurs puissants, dans la bande décimétrique, pour le chauffage par pertes diélectriques vient de ce que le seul moyen de satisfaire à certains des problèmes posés est une augmentation de la fréquence. Les possibilités des radio-tubes conventionnels limitent la fréquence des dispositifs commerciaux pour le chauffage diélectrique vers 50 Mc : s. Dans cette région du spectre radio, les matières à chauffer sont en général introduites entre les lames d'un condensateur et la puissance dissipée est de la forme

$$P = \text{facteur de pertes} \times \overline{\text{voltage}}^2 \times \text{fréquence}.$$

Comme, irrémédiablement, le champ électrique est alors limité dans la plupart des cas par l'apparition d'arcs entre les électrodes, l'échauffement possible l'est aussi par ce phénomène et cela empêche d'atteindre les vitesses de chauffe élevées dont dépend en grande partie l'intérêt de l'emploi du procédé. De telles limitations sont trouvées en particulier avec des matières plastiques synthétiques dont le facteur de pertes est très petit. Le séchage des papiers et des tissus de faible épaisseur avec les fréquences et les dispositifs habituels se heurte aussi à de très grandes difficultés, car il est bien évident que l'on ne peut guère songer à utiliser des tensions suffisamment élevées pour qu'une quantité d'énergie appréciable apparaisse, par pertes diélectriques, dans la matière. Des problèmes du même genre sont posés pour le chauffage des fils isolants fins, pour celui des revêtements isolants des fils conducteurs (fil électrique émaillé par exemple) et pour le préchauffage des plastiques. L'augmentation de fréquence désirable pour surmonter ces difficultés est néanmoins limitée et cela d'une manière variable suivant l'usage envisagé, à cause de la non uniformité de l'échauffement qui peut accompagner l'emploi d'une fréquence trop élevée. Si le corps à chauffer possède un grand facteur de pertes (matières organiques, aliments par exemple) une fréquence trop élevée peut faire que l'intérieur de la matière ne soit pas chauffé, tandis que la périphérie l'est beaucoup, parce que l'énergie haute fréquence est absorbée dans les couches superficielles. Par contre, si le corps est à faibles pertes diélectriques (plastiques), il est nécessaire de le placer dans une enceinte fermée empêchant que l'énergie soit perdue par radiation après avoir traversé le corps. Dans ces conditions, une distribution du champ électrique stationnaire à trois dimensions est, en général, produite avec des concentrations locales d'énergie haute fréquence : si la matière remplit l'enceinte de chauffe (qui constitue une cavité électromagnétique), il s'y produit des variations spatiales considérables d'échauffement dès que les dimensions de l'enceinte deviennent comparables à la longueur d'onde. Comme la conductibilité calorifique des bons isolants est en général très petite, il en résulte des différences de température qui peuvent être très préjudiciables à la qualité des produits. Il est possible de prévoir approximativement, par le calcul, les fréquences qui conviennent pour la plupart des applications, notamment quand elles correspondent à l'introduction des produits à chauffer dans des cavités résonnantes ou des guides d'ondes : on a trouvé ainsi que, dans certains cas, les fréquences aussi élevées que 1 500 Mc : s et plus pouvaient être nécessaires,

appliquée : dans un tube à modulation de vitesse du type klystron, il n'y a pas là d'inconvénient majeur, car le collecteur d'électrons peut être prévu matériellement séparé de l'organe oscillant et peut donc être dimensionné librement. D'autre part, le fait que le tube à modulation de vitesse à groupement par glissement comporte un circuit de commande séparé du circuit de prélèvement d'énergie peut, avec quelques précautions dans le choix des paramètres, rendre l'effet de la variation de charge nettement moins préjudiciable que pour le magnétron où les mêmes champs H. F. successivement jouent les deux rôles. Les changements de régime, souvent accompagnés de sauts de fréquence, que l'on peut prévoir pour le magnétron travaillant avec une charge variable (1) sont donc moins à redouter avec le tube à modulation de vitesse; si besoin en est, l'avantage de ce dernier à ce point de vue, peut être porté à un niveau encore plus élevé en l'utilisant, non comme auto-oscillateur, mais comme amplificateur couplé lâchement à un oscillateur pilote à haute stabilité de fréquence.

Il est encore à noter que, dans certains cas, le tube à modulation de vitesse peut fournir, d'une manière relativement plus commode à mettre en œuvre que le magnétron, l'alimentation U. H.F. des accélérateurs de particules de grandes vitesses utilisées en Nucléonique : en effet, un même tube pilote est susceptible d'exciter, même en impulsions et avec le synchronisme convenable, plusieurs tubes à modulation de vitesse amplificateurs éloignés les uns des autres, comme il est le plus souvent désirable.

Pour son emploi comme tube de puissance, on peut actuellement reprocher au tube à modulation de vitesse à groupement par glissement son rendement relativement faible (20 % environ) mais on peut escompter que, dans un proche avenir, une notable amélioration lui sera apportée pratiquement à ce point de vue grâce à l'utilisation de conceptions nouvelles. Celle que nous nous proposons de mettre en œuvre en premier lieu, parce qu'elle ne doit introduire aucune complication matérielle incompatible avec la simplicité constructive exigée dans les tubes de grande puissance, correspond à l'emploi d'un rassembleur électriquement « large » grâce auquel nous pensons pouvoir, simultanément améliorer le groupement à l'entrée du collecteur, réduire les effets du débordement du champ H. F. dans le rassembleur et diminuer la puissance de commande (1).

(1) De telles conditions de travail peuvent être très préjudiciables pour le magnétron; par exemple, malgré un strapping très serré un magnétron multicavités peut passer brutalement d'un mode d'oscillation à très haute efficacité (mode π par exemple) à un mode beaucoup moins favorable, amenant un bombardement de la cathode, par les électrons de retour, capable de détruire rapidement cette électrode.

B. Un klystron à deux cavités, de grande puissance, pour la bande des 10 cm, le K X. 1010.

Sous la désignation K. X. 1010 on s'est efforcé de réaliser un klystron à deux cavités du type Hansen-Varian qui soit capable de fournir, en régime permanent et sur 10 cm de longueur d'onde, la puissance la plus élevée qui soit possible dans des conditions normales de travail : l'un des buts de l'étude de ce tube a été de vérifier les promesses de la théorie détaillée établie dans les laboratoires C. S. F. et suivant laquelle une puissance utile de l'ordre de 1 kW était pratiquement réalisable sans recourir à aucun principe nouveau et seulement par un dimensionnement convenable (2). A ce propos, et tout au moins à son origine, l'étude ne fut ainsi considérée que comme celle d'un appareil devant marquer une étape vers la réalisation d'autres tubes adaptés à des applications pratiques déterminées.

Le K. X. 1010, représenté en figure 51, a une forme constructive qui rappelle beaucoup, dans ses grandes lignes, celle du K. 771 de la figure 3 et

(1) Dans les conditions habituelles, la durée finie du trajet des électrons dans le rasembleur d'un klystron ordinaire à deux cavités est un phénomène nuisible [9] [34] qui contribue à abaisser le rendement global de conversion de l'énergie du faisceau en énergie H. F. à une valeur inférieure à celle de 58 % prévue par la théorie du 1er ordre de Webster mais comme il a été brièvement signalé précédemment (article cité sous [10], p 21), certains angles de transit relativement grands, combinés avec des « voltages » appropriés dans le rassembleur, peuvent provoquer dans un faisceau électronique un groupement meilleur que celui qui est susceptible d'être créé par une modulation de vitesse sinusoïdale de faible profondeur provenant d'un rassembleur étroit et cela sans très grande consommation d'énergie H. F. Physiquement, la commande par un champ H. F. « large » se différencie de celle du feuillet infiniment étroit non seulement par la forme de la modulation de vitesse qui en résulte et qui, dans certains cas, peut s'approcher de la forme non sinusoïdale recherchée dans le « Prionotron » [32] [35] mais aussi par le fait qu'elle comporte déjà en elle-même une modulation de densité; c'est ce groupement préliminaire, précédant l'entrée dans l'espace du glissement, qui peut y favoriser une localisation de phases d'ordre supérieur quand il se trouve convenablement réuni avec une modulation de forme appropriée. A partir de travaux effectués dans les laboratoires C. S.F. il y a déjà quelques années, des indications seront communiquées ultérieurement sur cette question qui a été étudiée récemment aussi en Allemagne par G. Gebauer et C. Kleesattel [36].

(2) Sous une forme simplifiée, cette théorie a été indiquée par P. Guénard dans l'article cité en référence [23].

comme ce tube il comporte des cavités déformables, ce qui lui confère, comme il est connu, une efficacité et une souplesse d'emploi beaucoup plus grandes que celles des tubes à cavité fixes et à couplage très serré [22].

Une particularité de la réalisation réside dans la façon dont est réalisée la sortie H. F. : la ligne

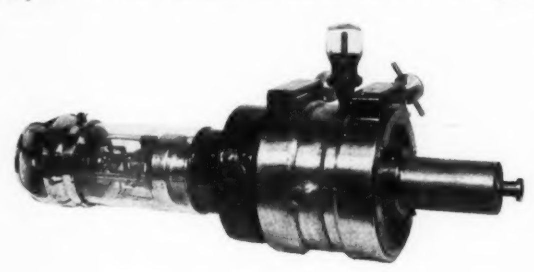


Fig. 51.

coaxiale est terminée vers l'extérieur du tube par une tige en cuivre enfermée dans une calotte de verre. Pour l'utilisation du tube, on introduit cette tige dans un guide d'ondes où elle rayonne à la façon d'une antenne comme l'indique la figure 56. L'absence d'un scellement réunissant le conducteur interne et le conducteur externe de la sortie coaxiale réduit les pertes et élimine certains risques de fusion du verre dans le cas où des tensions H. F. trop élevées sont ramenées en certains points de la sortie.

Sur la figure 52, représentant une coupe du corps du tube lui-même, on voit ses principales parti-

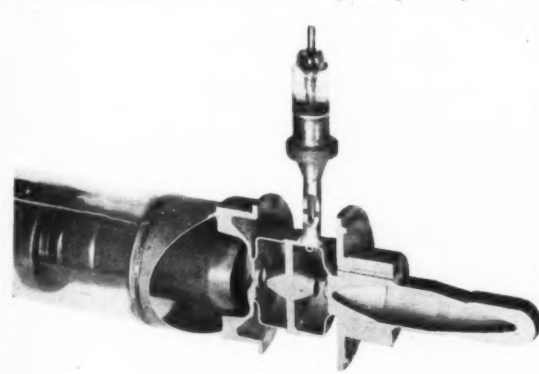


Fig. 52.

cularités : les ouvertures de la cavité permettant le passage des électrons à travers les champs H. F. ne sont pas munies de grille. L'existence de celle-ci est interdite par le degré de concentration de l'énergie dans le faisceau : avec la densité et la vitesse des électrons utilisées aucune grille ne saurait résister au bombardement électronique.

En l'absence de grille, le champ H. F. s'étale dans les cylindres qui entourent le faisceau électronique, les temps de transit dans les champs H. F. sont donc plus grands sur l'axe que sur les bords du faisceau. Ceci pourrait conduire à une diminution très sérieuse du rendement d'échange d'énergie (1);

---

(1) En supposant que les trajectoires d'électrons sont maintenues rectilignes, le rendement d'échange d'énergie entre un faisceau électronique et le champ d'un résonateur dont les ouvertures ne sont pas limitées par des grilles peut être évalué à partir des considérations suivantes :

Soit $v_2(r, \beta)$ la vitesse (indépendante du temps) d'un électron à la sortie du champ haute fréquence : v_2 dépend de la phase β d'entrée de l'électron dans le champ et de la distance r de sa trajectoire à l'axe de la cavité. La variation d'énergie cinétique de l'électron est

$$\Delta\varepsilon = \frac{1}{2} m (v_2^2 - v_0^2)$$

et comme

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = e V_0,$$

on a

$$\Delta\varepsilon = e V_0 T(r, \beta)$$

avec

$$T(r, \beta) = \left(\frac{v_2}{v_0}\right)^2 - 1,$$

T représente le rapport entre le gain d'énergie cinétique de l'électron lors de son passage au travers du champ haute fréquence à l'énergie cinétique qu'il avait acquise, au détriment de la source de tension continue V_0, avant son entrée dans le champ.

Soit a le rayon du faisceau électronique (supposé circulaire), ρ sa densité à l'entrée du champ et ρ_0 la densité du faisceau non modulé; l'énergie cédée au champ par les électrons du faisceau qui sont entrés entre les phases β et $\beta + d\beta$ est

$$-\rho_0 V_0 \, d\beta \int_0^a 2\pi r \, T(r, \beta) \, dr$$

et l'énergie cédée au cours d'une période est

$$\varepsilon = -\int_0^{2\pi} \rho V_0 \int_0^a 2\pi r \, T(r, \beta) \, dr \, d\beta.$$

Le « rendement de conversion », rapport entre l'énergie cédée pendant une période au champ haute fréquence à l'énergie fournie pendant le même temps par la source de tension continue, est

$$\eta_c = -\frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho}{\rho_0} \varpi(\beta a) \, d\beta$$

avec

$$\varpi(\beta, a) = \frac{2}{a^2} \int_0^a T(r, \beta) r \, dr.$$

La quantité T résulte de l'intégration de l'équation du mouvement des électrons dans le champ haute fréquence, à savoir :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e E(x, r) \sin \omega t,$$

$E(x, r)$ désignant l'amplitude de la composante longitudinale du champ électrique pour différentes distances r des trajectoires électroniques à l'axe. Un exemple de résultats numériques est fourni dans l'article cité en référence [10].

pour l'éviter, on doit limiter le débordement du champ H. F. sur l'axe. Nous avons été ainsi conduit à attribuer au diamètre du tube de glissement, une valeur qui, mesurée en angle de transit, soit inférieure à π.

Les dimensions de l'espace de rassemblement étant déterminées par cette considération et celle du groupement à réaliser, il existe pour la focalisation purement électrostatique du faisceau que l'on s'était imposée, une relation entre le courant électronique maximum qui peut traverser un tel tube et la tension d'accélération des électrons [24]. A cause des effets de charge d'espace [25] sur la formation des paquets d'électrons et étant donné l'effet de lentille [26] des champs H. F. non limités par des grilles, on a prévu un courant de faisceau égal à environ 40 % du courant limite précédent. C'est à partir de ces bases que l'on a déterminé les valeurs à adopter pour la tension d'accélération des électrons et pour le courant du faisceau : on a ainsi admis 8 000 V et 800 mA.

La qualité des résultats que l'on pouvait attendre du tube dépendait essentiellement du rendement du canon électronique; en d'autres termes, les possibilités envisagées ne pouvaient être obtenues que si un très petit nombre d'électrons étaient perdus en cours de route par dispersion vers les parois entre la cathode et le collecteur. A la suite d'études d'optique électronique dont il sera rendu compte ultérieurement, on a pu résoudre le problème posé avec un système composé d'une simple calotte sphérique entourée d'un cylindre de concentration porté à un potentiel négatif. Ce système, représenté en figure 53, fournit un faisceau initialement très

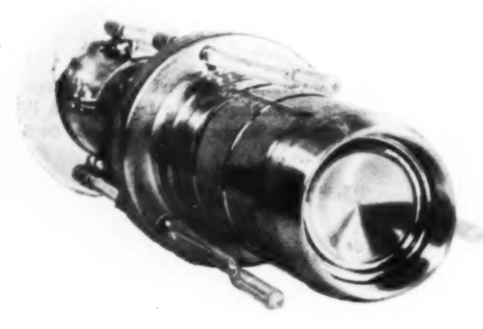


Fig. 53.

convergent à partir d'une très grande surface émissive et donne un courant électronique de grande intensité avec une densité d'émission relativement faible.

La figure 54 illustre les résultats expérimentaux fournis par ce dispositif de canon électronique, en l'absence d'oscillation (¹).

En « *a* », on a tracé la variation de la fraction de la grandeur relative du courant correspondant aux pertes sur les parois avant l'arrivée dans le collecteur, en fonction du rapport de la tension du cylindre de focalisation à la tension d'accélération et en « *b* » la variation du courant émis par la cathode en fonction de la puissance 3/2 de cette tension.

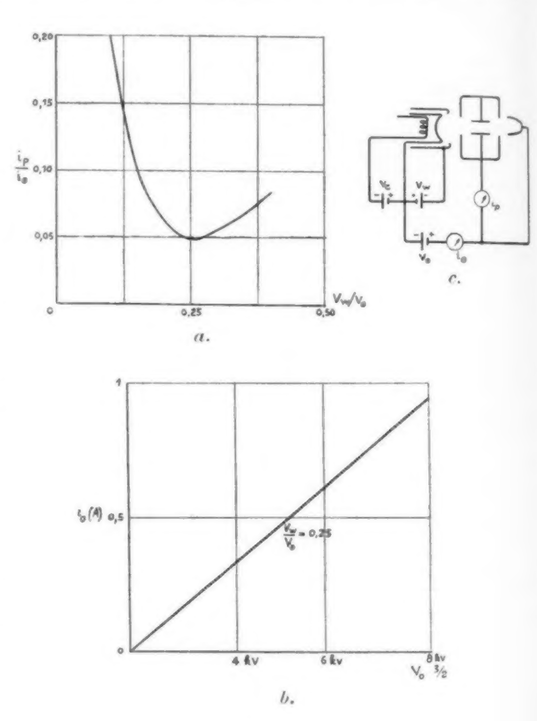


Fig. 54.

On peut voir sur le premier graphique que pour la tension optimum de focalisation le rendement du canon est de 95 %, ce qui est un résultat très bon, surtout si l'on tient compte de l'intensité du courant transporté.

(¹) Ces résultats ne sont pas mesurables sur le tube lui-même; le système de focalisation a été étudié séparément sur un modèle d'électrode de vraie grandeur dans lequel les cavités étaient figurées par des pièces métalliques épousant la forme de celle des parois qui intéressent la focalisation et dont le courant pouvait être mesuré séparément. Quand le tube oscille, l'effet de lentille des champs haute fréquence modifie la forme du faisceau comme le laisse prévoir la théorie et la tension Wehnelt doit être ajustée à une autre valeur qu'en statique pour que le canon garde son meilleur rendement.

Dans les premiers tubes réalisés, pour obtenir l'émission requise avec une faible puissance de chauffage, la cathode fut constituée par une surface en nickel recouverte d'oxydes à la manière de celles qui sont utilisées dans les lampes d'émission ordinaires, mais l'emploi de ce matériel a dû être abandonné, parce que, avec la tension d'accélération employée, la surface émissive était rapidement détériorée : les tubes avaient des durées faibles et surtout des caractéristiques très irrégulières (1). La cathode actuellement employée est constituée par une surface de tantale chauffée par bombardement électronique, mais les résultats satisfaisants obtenus dans d'autres domaines laissent supposer que cette cathode pourra être remplacée prochainement par des surfaces résistant bien au bombardement ionique tout en ne demandant guère plus d'énergie de chauffage que les cathodes à oxydes initialement utilisées. Le tantale a été choisi de préférence aux autres métaux réfractaires à cause de ses propriétés mécaniques (de sa ductilité en particulier) permettant l'obtention commode du profil désiré pour la cathode et de son rendement électronique relativement grand (2) [avec une cathode identique en tungstène, il faudrait environ 50 % de plus de puissance de chauffage pour obtenir la même émission (3)].

Une autre difficulté rencontrée au cours du développement du K. X. 1010 fut l'apparition de décharges violentes mettant le tube hors d'usage dès que furent adoptés les faibles écartements entre le Wehnelt et le corps des cavités nécessaires dour obtenir une bonne focalisation. Ces décharges, dont les caractères semblaient les mêmes que celles du « Rocky Point Effect » trouvé dans les grosses lampes d'émission [30], furent éliminées de la même manière que dans ces dernières par une préparation soignée des surfaces et par une répartition convenable des champs électriques; aussi l'électrode de Wehnelt de concentration fut prolongée par un long cylindre de tantale (1) enfermant tout le support de la cathode du tube ainsi que la cathode auxiliaire avec ses supports et ses écrans répartiteurs de température.

Les possibilités et les caractéristiques d'alimentation des tubes K. X. 1010 sont celles indiquées par le Tableau suivant :

Bande d'accord mécanique (cm)		9,5 à 10,5
Puissance utile maxima (W)	env.	1500
Rendement maxima (%)	env.	18
Chauffage de la cathode (2)	filament (V)	6
	» (A)	50
	cathode (V)	1500
	» (mA)	300
Tension d'accélération (rhumbatron) (V)		3 000 à 10 000
Courant continu maximum du faisceau (A)		1,2
Focalisation (V)		-800 à -2500
Dissipation rhumbatron maximum (débit d'eau 2 l : mn) (kW)		7

Les caractéristiques de contrôle du courant dans le K. X. 1010 rendent difficile la modulation par le cylindre de focalisation; une modulation (mixte) peut être faite en agissant sur la tension d'accélération des électrons, mais celle qui est la plus indiquée est certainement la modulation sur la charge suivant le principe fourni par H. Gutton et Ortusi [31].

Une variante du modèle réalisé et qui pourra fonctionner en amplificateur en délivrant une puissance d'environ 2 kW sous 12 kV est actuellement à l'étude : ce tube (A. X. 1020) pourra être modulé par l'électrode contrôlant le débit de sa cathode.

La figure 55 représente la variation de la puissance utile avec la tension d'accélération obtenue pour le tube K. X. 1010 réglé et chargé de manière à avoir le maximum de débit H. F. aux environs de 9 000 V; pour cette valeur on y voit une puissance utile d'environ 1 280 W et un rendement

(1) Il fut constaté, en particulier, que la matière émissive était rapidement détruite au centre de la cathode et cela fut attribué à la focalisation des ions positifs résultant de la symétrie de révolution du système : différents pièges à ions furent essayés pour remédier à ce grave défaut, mais sans succès durables, contrairement à ce qui a été annoncé par des techniciens anglais dans un cas voisin [28].

(2) La possibilité d'utiliser le tantale pour confectionner des cathodes à chauffage indirect avait été constaté par l'auteur accessoirement au cours de l'étude antérieure de l'émission secondaire de ce métal à haute température [29] et le dispositif utilisé dans le K. X. 1010 (cylindre dont le fond est chauffé par bombardement électronique) est tout à fait semblable à celui qui fut utilisé dans les expériences en question pour chauffer par bombardement les électrodes (sphère collectrice) entourant le support des cibles étudiées.

(3) Le niobium, dont l'emploi pratique comme matériel de cathode a été prouvé par l'utilisation faite en Allemagne dans les grosses lampes d'émission, serait sans doute encore préférable au tantale : il procurerait une économie de 30 % environ de la puissance de chauffage vis-à-vis du tantale, mais au moment où l'étude du K. X. 1010 fut faite il n'a pas été possible d'obtenir ce métal dans les dimensions requises.

(1) L'utilisation de ce long cylindre de tantale favorise la conservation d'un vide poussé dans le tube pendant le fonctionnement parce que ses différentes parties, qui sont à des températures variables, fixent relativement très bien chacun des principaux gaz résiduels.

(2) Avec les cathodes projetées, pour remplacer celles qui sont utilisées actuellement, la puissance totale de chauffage semble devoir baisser à environ 200 W.

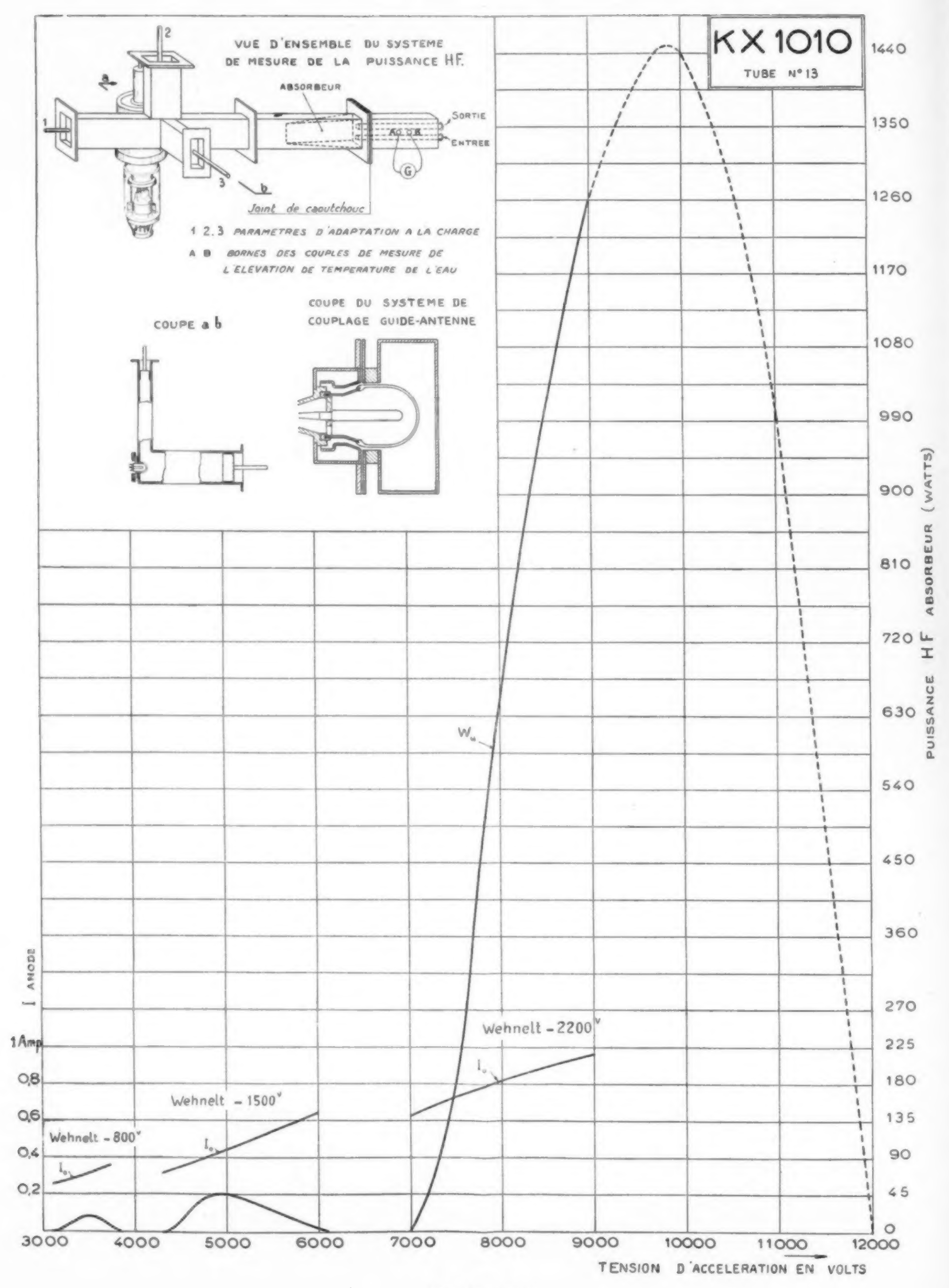

VUE D'ENSEMBLE DU SYSTEME
DE MESURE DE LA PUISSANCE HF.
ABSORBEUR
SORTIE
ENTREE
Joint de caoutchouc
1 2.3 PARAMETRES D'ADAPTATION A LA CHARGE
A B BORNES DES COUPLES DE MESURE DE
L'ELEVATION DE TEMPERATURE DE L'EAU
COUPE a b
COUPE DU SYSTEME DE
COUPLAGE GUIDE-ANTENNE
KX 1010
TUBE N° 13
PUISSANCE HF ABSORBEUR (WATTS)
I ANODE
1 Amp
Wehnelt - 800V
Wehnelt - 1500V
Wehnelt - 2200V
TENSION D'ACCELERATION EN VOLTS

Fig. 55 et 56.

d'environ 16 %. Les puissances indiquées ont été mesurées dans un absorbeur en forme de coin fonctionnant en calorimètre suivant un procédé connu (*fig.* 56). En mesurant l'énergie délivrée par le tube par la méthode des pertes séparées, à partir de l'élévation de température de l'eau de refroidissement du klystron, on a trouvé des valeurs plus élevées. La différence s'explique en grande partie par les pertes entre le tube et l'absorbeur, pertes par effet Joule dans les parois du guide et dans les pistons d'adaptation et pertes par rayonnement à travers les joints des éléments. Au cours des expériences faites sur les dix premiers tubes réalisés, on a ainsi trouvé des puissances utiles maximum de 1 400 W par une méthode (absorbeur) et jusqu'à 1 800 W par l'autre (élévation de température de l'eau du klystron) correspondant à des rendements nettement supérieurs à 20 %. La figure 57 montre un dispo-



Fig. 57.

sitif de mesure dans lequel étaient simultanément employés les deux procédés.

De l'ensemble des résultats obtenus jusqu'à maintenant, on peut conclure que le tube peut délivrer sous sa tension normale de 8 500 V, au moins 1 500 W avec 18 % de rendement.

Ces résultats, qui sont en très bon accord avec les prévisions théoriques, représentent sans doute, à peu de chose près, les meilleurs qu'on puisse compter obtenir, en régime permanent, avec un klystron à deux cavités du type habituel.

Pour certaines des applications envisagées plus haut, de telles possibilités sont encore insuffisantes et pour les améliorer les laboratoires C. S. F. étudient maintenant sur la base de principes déjà indiqués [10], [32], [37], [38] et de quelques autres [33] des tubes utilisant des faisceaux électroniques multiples et des cavités à répétition de champ qui doivent donner une puissance équivalente à celle que fourniraient plusieurs tubes du genre K. X. 1010 placés en parallèle sans que soient à résoudre, pour l'utilisateur, les problèmes, très difficiles, de couplage.

La première réalisation prévue dans cette voie et qui est destinée en particulier à des applications industrielles est conçue pour des débits H. F. d'environ 10 kW, en régime permanent sur 20 cm de longueur d'onde environ (tube X. A. 12.000). Il ne s'agit là que d'une nouvelle étape visant principalement à éprouver les conceptions sur certains points, mais qui ne représente pas encore tout ce que laisse prévoir le calcul : selon des théories offrant à peu près les mêmes chances de vérification que celles qui ont servi pour le K. X. 1010, des puissances de l'ordre de 50 kW en régime permanent sur 20 cm sont possibles.

Après avoir rendu hommage à la mémoire du Colonel Labat, dont les nombreux et puissants encouragements l'aidèrent à surmonter bien des difficultés lors du début du travail, l'auteur tient à remercier les Membres des Administrations de l'État qui ont soutenu une grande partie des études qui ont conduit aux résultats précités. Il s'adresse particulièrement à ce propos à M. l'Amiral Bourrague, Président du Comité des Coordinations des Télécommunications Impériales. Par ailleurs, il exprime sa reconnaissance à M. le Colonel Angot et à MM. Goudet et Blanc-Lapierre pour les conseils et les critiques qu'ils lui ont prodigués au sujet de ceux des tubes qui ont été étudiés pour le compte du Centre National d'Études des Télécommunications.

Les résultats qui précèdent sont le fruit des efforts combinés de tout un ensemble de physiciens, d'ingénieurs, de techniciens et d'ouvriers qui ont travaillé en équipe sous le contrôle de MM. Bernier et Guénard. Pour la contribution directe qu'ils ont apportée à ces résultats, doivent être principalement signalés : Mlles O. Geolier, N. Janet, G. Vincent, MM. R. Benichou, A. Bernardi, P. Cahour, D. Charles, M. Denis, B. Epstein, M. Favre, R. Fouquerolle, R. Liot et M. Bertrand. L'auteur ne peut manquer de rappeler encore les tâches ingrates accomplies par Mlle Marthe Lortie et par M. G. Bezy au moment des premiers tâtonnements, ni de mentionner les suggestions fructueuses de M. P. Grivet lors de son passage au laboratoire.

BIBLIOGRAPHIE.

1. E. Brüche et A. Recknagel, *Zeitschrift für Physik*, t. 108, n° 8, mars 1938, p. 459-482.
2. P. T. Farnsworth, *Journal of Franklin Institute*, t. 38, octobre 1934, p. 411-444.
3. W. C. Hahn et G. F. Metcalf, *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, t. 27, février 1939, p. 106-116.
4. R. H. Varian et S. F. Varian, *Journal of Applied Physics*, t. 10, mai 1939, p. 321-327.
5. A. Arsenjewa-Heil et O. Heil, *Zeitschrift für Physik*, t. 45, juillet 1935, p. 752-762.
6. H. Gutton, *Bulletin de la Société française radioélectrique*, janvier 1935, p. 44-53.
7. A. Witt, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. 195, n° 22, 1932, p. 1005-1007.
8. A. Allerding, V. Dallenbach et W. Kleinsteuber, *Hochfrequenz und Electroak.*, t. 51, mars 1938, p. 96.
9. R. Warnecke, *Revue générale de l'Électricité*, t. 49, juin 1941, p. 371-409.
10. R. Warnecke, *Annales de Radioélectricité*, t. 1, n° 1, juillet 1945, p. 6-54.
11. Demande de brevet français numéro provisoire 468.990 au nom de la Société française Radioélectrique (inv. H. Chireix), déposée le 11 juin 1942.
12. J. R. Pierce et W. G. Shepherd, *The Bell System Technical Journal*, t. 6, n° 4, juillet 1947, p. 460-681.
13. G. Vincent, *Annales de Radioélectricité*, t. 3, n° 11, janvier 1948, p. 21-29.
14. Demande de brevet français, numéro provisoire 515.228 au nom de la Compagnie générale de T. S. F. (inv. R. Warnecke et J. Bernier), déposée le 15 juin 1946.
15. G. G. Gerlach, *Proceedings of the National Electronics Conference Chicago*, octobre 1946, p. 511-530.
16. M. Denis et R. Liot, *Annales de Radioélectricité*, t. 2, n° 10, octobre 1947, p. 409-438.
17. R. A. Jenks, *Electronics*, vol. 18, octobre 1945, p. 120-127.
18. R. V. Pound, *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, vol. 35, n° 12, décembre 1947, p. 1405-1414.
19. Demande de brevet français, numéro provisoire 523.038, au nom de la Compagnie générale de T. S. F. (inv. M. Denis), déposée le 3 octobre 1946.
20. Brevet français n° 846.846 au nom de The Leland Stanford University, déposé le 11 octobre 1938, avec priorité U. S. A. du 11 octobre 1937.
21. A. E. Harrison, *Proceedings of the National Electronics Conférence, Chicago*, octobre 1946, p. 615-622.
22. R. Warnecke, *Bulletin de la Société française des Électriciens*, 6e série, t. 2, n° 16, juin 1942, p. 237.
23. P. Guénard, *Annales de Radioélectricité*, t. 2, n° 7, janvier 1947, p. 13-23.
24. P. Guénard, *Annales de Radioélectricité*, t. 1, n° 1, juillet 1945, p. 74-77 (et *Errata*, octobre 1945).
25. R. Warnecke, P. Guénard et Colette Fauve, *Annales de Radioélectricité*, t. 2, n° 9, juillet 1947, p. 224-231.
26. P. Guénard, *Annales de Radioélectricité*, t. 1, n° 4-5, avril et juillet 1946, p. 319-323.
27. T. P. Kinn et J. Marcum, *Proceedings of the National Electronics Conférence, Chicago*, octobre 1946, p. 190-197.
28. L. F. Broadway, G. J. Milner, D. R. Petrie, W. C. Scott et G. P. Wright, *The Journal of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 93, n° 5, mars 1946, p. 855-867.
29. R. Warnecke, *Journal de Physique et le Radium*, 2e série, n° 6, juin 1934, p. 267-282.
30. M. Ponte et R. Warnecke, *L'onde électrique*, vol 13, n° 155, novembre 1934, p. 432-457.
31. H. Gutton et J. Ortusi, *L'onde électrique*, n° 245, août 1947, p. 307-312.
32. R. Warnecke, *Bulletin de la Société française des Électriciens*, 6e série, t. 7, février 1947, p. 81-94.
33. Demande de brevet français, numéro provisoire 495.163 au nom de la Compagnie générale de T. S. F. (inv. J. Bernier), déposée le 14 novembre 1944.
34. R. Warnecke et J. Bernier, *Revue Générale de l'Electricité*, janvier et février 1942, L I, p. 43 et p. 117. *Erratum*, L II, octobre 1943, p. 320.
35. Demande de brevet français numéro provisoire 471.736 au nom de la Compagnie générale de T. S. F. (inv. R. Warnecke et J. Bernier), déposée le 19 septembre 1942.
36. C. Kleesattel : *Über die Schwingungserzeugung durch geschwindigkeitsmodulierte Elektronenstrahlen in endichen Feldstrecken.* (*Thèse de Doctorat*, Darmstadt, juin 1946).
37. Demande de brevet français numéro provisoire 489.356 au nom de la Compagnie Générale de T. S. F. (inv. R. Warnecke et P. Guénard) déposée le 23 mars 1944.
38. Demande de brevet français numéro provisoire 494.265 au nom de la Compagnie Générale de T. S.F. (inv. J. Bernier) déposée le 15 septembre 1944.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES ÉLECTROLYTIQUES DANS LE VERRE

PAR JEAN PEYSSOU,

Agrégé des Sciences physiques,
Ingénieur au Laboratoire de Recherches physicochimiques
de la Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil.

SOMMAIRE. — *Un échantillon de verre, soumis à un champ électrique constant, compris entre deux électrodes conductrices, est le siège d'un phénomène d'électrolyse. Il y a migration d'ions et modification chimique et physique des surfaces de contact verre-métal.*

Au cours de l'électrolyse, l'intersurface anode-verre voit généralement sa résistance croître avec le temps. L'auteur montre expérimentalement que la loi de cette augmentation est sous la seule dépendance de la valeur de l'intensité de courant par centimètre carré d'anode et qu'il existe une valeur minima de cette densité de courant anodique en dessous de laquelle la résistance reste constante dans le temps. Cette valeur est de l'ordre de $1 \mu A : cm^2$.

Un tel échantillon présente de plus une force contre-électromotrice de l'ordre du volt et peut, inversement, jouer le rôle d'un générateur.

Introduction.

Le verre est actuellement un matériau universellement employé en Électrotechnique pour ses propriétés physiques, mécaniques et électriques, au nombre desquelles compte, en premier lieu, le pouvoir isolant. Cependant, lorsqu'un échantillon de verre, muni de plusieurs traversées métalliques à des tensions électriques différentes, est porté à une température élevée, de l'ordre de 150° par exemple, on constate que l'isolement entre ces traversées n'est plus parfait. Un courant continu prend naissance à travers le verre. Au bout d'un certain temps, la surface de contact électrode-verre est modifiée par des dépôts électrolytiques. Dans le cas des tubes électroniques cela peut conduire, à la longue, à une rupture de l'étanchéité de la soudure verre-métal.

Ce phénomène peut être étudié en observant la variation de la résistivité du verre en fonction de la température. Les mesures sont difficiles et cela explique que la bibliographie traitant de ce sujet expose des modes opératoires très divers et des résultats parfois divergents [1].

Du point de vue radiotechnique, l'importance de l'électrolyse du verre apparaît surtout dans le fait que la « vie » des lampes en dépend dans une certaine mesure. C'est pourquoi il a paru utile d'étudier ces phénomènes sur des perles de verre à deux traversées métalliques, représentation la plus élémentaire d'un pied de lampe.

La loi d'Ohm et les verres.

Une première question se pose : un fragment de baguette de verre, montée électriquement à la façon d'une résistance, suit-il la loi d'Ohm ?

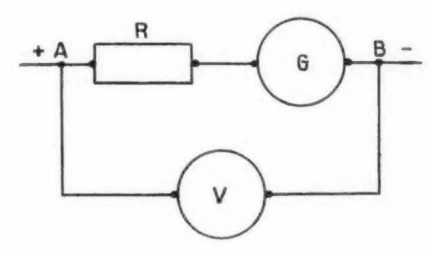


Fig. 1.

Un montage du type classique (*fig.* 1) (à cette seule différence que l'appareil de mesure d'intensités est compris à l'intérieur des points dont on mesure

(1) Pour toute bibliographie, consulter : G. W. MOREY, *The properties of glass* (*Reinhold Publishing Corporation*, New-York, 1938, p. 441 et suiv.).

la différence de potentiel), nous permet de vérifier la loi

$$V_A - V_B = RI.$$

On peut facilement se servir du courant continu. On opère par tops brefs, durant juste le temps nécessaire à la mise en équilibre de l'appareil galvanométrique. La courbe $I = f(V_A - V_B)$ est une droite passant par l'origine (*fig.* 2). La résistance

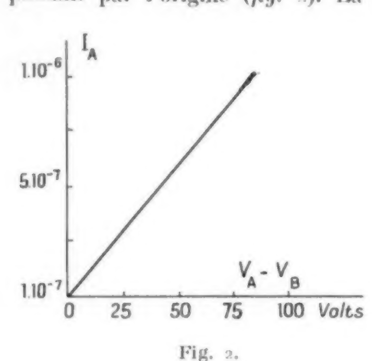


Fig. 2.

de l'échantillon de verre (augmentée de celle du galvanomètre, d'ailleurs négligeable) est donc constante.

L'existence d'une résistance bien définie nous autorise à parler de « résistivité » déduite de la connaissance des dimensions géométriques d'un échantillon de forme simple. C'est ainsi, par exemple, qu'au moyen de petits cylindres de verre montés dans un four électrique, on peut, en opérant par tops, tracer la courbe de variation de la résistivité en fonction de la température (²).

Variation de résistance et électrolyse.

Soit, dans un four électrique, un échantillon de verre traversé par deux tiges métalliques (*fig.* 3). Les électrodes sont portées à des potentiels différents (100 V par exemple). Si le courant qui traverse l'échantillon a une valeur suffisante (plusieurs microampères par exemple), on constate que cette intensité décroît progressivement, pouvant même, dans certains cas, tomber au 1/1 000ᵉ de sa valeur en quelques minutes. La résistance apparente de l'échantillon a crû. On dit qu'il y a « polarisation ». Le phénomène semble identique, à l'ordre de grandeur près, à ce qui se passe dans un voltamètre à liquide. La surface de contact verre-métal est, en fait, le siège de phénomènes électrolytiques : on observe une réduction des oxydes de la cathode où le métal apparaît à nu. L'anode se recouvre d'oxydes de plus en plus riches; il y a ensuite formation de bulles gazeuses et rupture de la soudure.

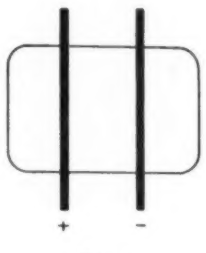


Fig. 3.

Dans le cas de soudure nolyhdèneverre L, il apparaît aussi des bulles au contact de la cathode. Il est évident que, dans le cas d'un pied de lampe, il y a apparition de fuites.

Comme on va le voir, ce phénomène est d'autant plus actif que la température est plus élevée, que la tension aux bornes est plus forte et qu'elle reste appliquée plus longtemps. Il est général et ce n'est que dans des cas d' « anode soluble » qu'il n'apparaît pas. Dans ce cas, en effet, la résistance électrique d'un ballon de verre, dont les deux faces sont baignées par de l'amalgame de sodium ou un eutectique de sels de sodium fondu, ne subit pas d'accroissement.

Une première série d'expériences systématiques a été réalisée sous tension constante (100 V), mais à température variable.

A température relativement basse (inférieure à 200°), où la résistivité du verre est plus grande que $10^8 \Omega$: cm, l'intensité est constante avec le temps. La résistance de l'échantillon n'est pas modifiée, quoique les changements de couleur des électrodes indiquent l'existence de l'électrolyse. Un léger accroissement de température élève la courbe représentative $I = f$ (temps) vers les intensités croissantes (*fig.* 4) en la conservant parallèle à l'axe des temps.

Cependant, pour une augmentation suffisante de la température, la droite $I = f$ (temps) s'incline et prend un coefficient angulaire négatif de plus en plus élevé; en même temps, elle s'incurve. On représente alors plus commodément le phénomène en traçant les courbes $\log I = f$ (temps).

(²) Pierre MEUNIER, *Contribution à l'étude des propriétés électriques des verres employés dans la construction des tubes radioélectriques. De quelques méthodes de mesure.*

Thèse présentée devant le Conservatoire National des Arts et Métiers. (A paraître dans les *Annales*).

A mesure que la température croît, ces courbes, rectilignes au début, présentent une courbure de plus en plus accentuée, mais toutes se stabilisent asymptotiquement à une valeur correspondant

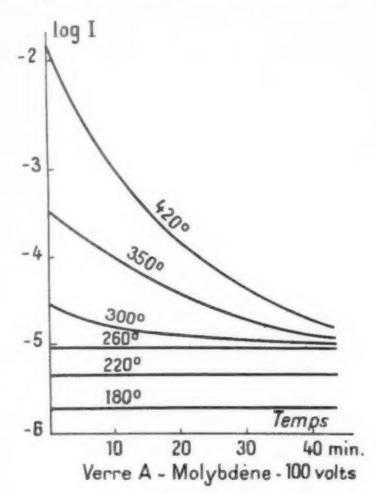


Fig. 4.

grossièrement à une intensité limite (soit une résistance limite) qui semble indépendante de la température.

Simultanément, les phénomènes électrolytiques croissent en énergie. On obtient, par exemple, vers 600° en quelques minutes, une rupture de la

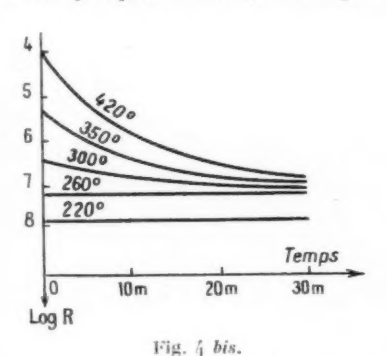


Fig. 4 *bis*.

soudure anodique qui exigerait plusieurs jours d'expérience à 350°.

La deuxième série d'essais est un ensemble d'expériences à température constante, mais à tension variable. Il faut distinguer deux aspects, selon que l'on a affaire à quelques volts ou à plusieurs dizaines de volts.

Dans le premier cas (V compris entre 0 et 5 V), la courbe $I = f(V)$, partant de l'origine tangentiellement à une droite s'en écarte progressivement : courbe OA (*fig.* 5). Maintenons pendant quelques minutes la tension constante. L'intensité diminue, il y a polarisation : courbe AB. Si nous diminuons alors la tension appliquée, la courbe de retour est une droite parallèle à la tangente à l'origine et l'intensité s'annule pour une valeur du potentiel égale à la f. c. é. m. du voltamètre ainsi constitué (de l'ordre de 0,5 à 1 V). Pour une tension appliquée plus faible, le courant s'inverse, l'échantillon de verre est un générateur de courant.

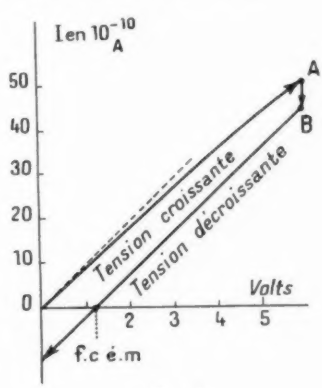


Fig. 5.

Si l'expérience de polarisation avait été poussée plus loin (durée de la polarisation AB plus grande), on aurait eu une courbe de retour parallèle à la précédente, mais décalée vers la droite, la f. c. é. m. étant plus élevée. Par ailleurs, au fur et à mesure que l'échantillon débite en générateur, sa f. é. m. diminue et tend vers zéro, semblant parfois, dans certaines conditions de charge, présenter un palier à f. é. m. constante. Ce phénomène est général et a été également observé en Allemagne dans les Laboratoires de la S.T.E.M.A.G. sur des échantillons de porcelaine.

Il faut également remarquer que, au cours des premières expériences sous 100 V, les f. c. é. m. restant voisines du volt, on peut négliger, dans ce cas, leur existence et admettre que les chutes de courant observées ne proviennent que de la seule augmentation de résistance de l'échantillon.

Appliquons maintenant, toujours à température constante, des tensions de plus en plus élevées (jusqu'à 500 V par exemple). Les courbes $\log I = f$ (temps), ont la même allure que dans le cas des expériences à tension fixe et à température

variable. Autrement dit, si la tension est suffisamment faible, l'intensité reste constante avec le temps. Si la tension croît, l'intensité diminue avec le temps, puis se stabilise, ses variations relatives étant d'autant plus fortes que la tension appliquée est plus élevée (*fig.* 6).

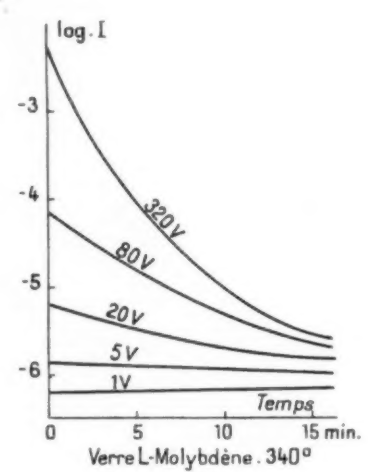


Fig. 6.

Il est commode de représenter l'ensemble de ces phénomènes par un réseau de surfaces, à trois variables : log R, l'inverse de la température absolue, la durée de l'expérience. Pour construire aisément

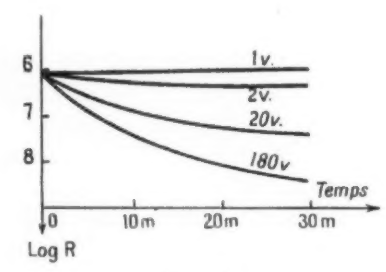


Fig. 6 *bis*.

les surfaces, on commence par transformer les courbes expérimentales *fig.* 4 et *fig.* 6. qui ont pour paramètre log I, en courbes ayant pour paramètre log R (*fig.* 4 *bis* et *fig.* 6 *bis*). Il existe une surface par tension appliquée (*fig.* 7).

Au début de l'expérience, dans le plan log R, $-\frac{1}{T}$, toutes ces surfaces passent par la droite

$$\log R = \frac{A}{T} + B,$$

qui représente la loi de Rasch et Hinrischen (2).

Pour des températures basses, la surface est un plan parallèle à l'axe des temps, s'appuyant sur la droite précédente. Elle s'écarte de plus en plus rapidement de ce plan, à mesure que la température croît et pour des durées d'expérience suffisamment longue, la surface devient un cylindre de génératrices parallèles à l'axe de temps, de directrice, une courbe assez mal définie, voisine de la verticale.

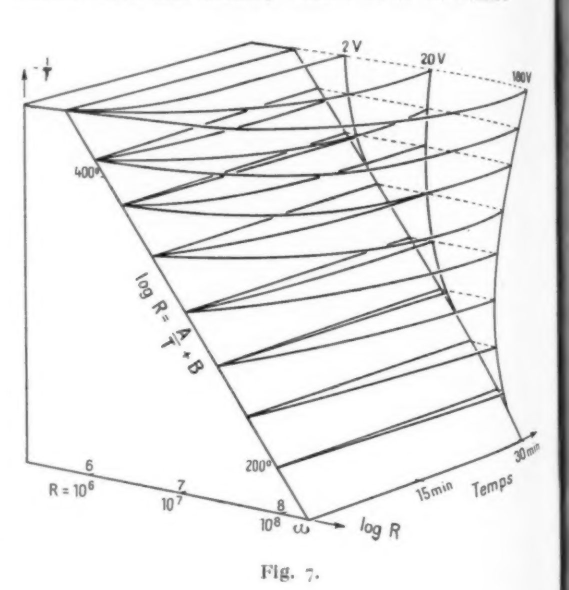


Fig. 7.

Le changement de tension appliquée provoque seulement un glissement de la surface le long de la droite de Rasch et Hinrischen.

Augmenter la tension, augmenter la température, conduisent à augmenter la valeur de l'*intensité initiale* qui traverse l'échantillon. C'est d'elle que dépend la forme de sa diminution ultérieure.

Localisation des phénomènes.

Elle a pour but de déterminer le rôle joué par chaque électrode. Il est évident que l'électrolyse étant un phénomène dirigé, il ne peut être question de symétrie.

Une première expérience consiste à prendre une baguette de verre piquée de cinq conducteurs équidistants (*fig.* 8). On applique 100 V aux conducteurs extrêmes. Les piquages intermédiaires sont à des potentiels différents, déterminés par un voltmètre à très haute résistance (galvanomètre sensible à 10^{-11} A monté en série sur une résistance de $10^{10}\,\Omega$).

On s'aperçoit qu'au cours de la polarisation, la chute de potentiel, uniformément répartie au début entre

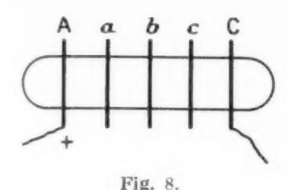


Fig. 8.

les électrodes, se localise entre l'anode et le piquage immédiatement voisin (*fig.* 9).

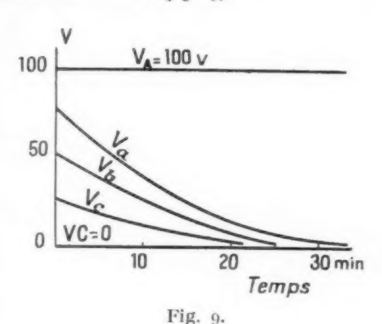


Fig. 9.

La deuxième expérience étudie des échantillons à trois piquages, dont deux sont les plus voisins possible (*fig.* 10). Polarisons l'échantillon entre A positif et B négatif.

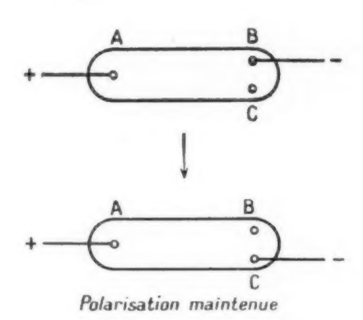


Fig. 10.

Après établissement du courant à son minimum, branchons le conducteur en C au lieu de B. Il n'y a aucun changement dans l'intensité. Le fait de changer de cathode maintient la polarisation.

Opération inverse (*fig.* 11). — Sur un nouvel échantillon, soient B positif et A négatif. Après polarisation et passage du conducteur positif de B en C, on constate que l'intensité a repris sa valeur initiale et qu'une nouvelle polarisation se produit. La conclusion, c'est que l'accroissement de résistance est localisé sur l'intersurface verre-métal de l'anode.

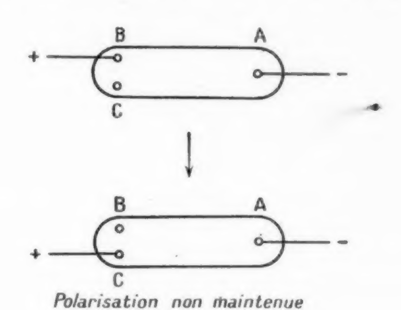


Fig. 11.

Il faut donc distinguer deux aspects bien distincts :

1° une résistivité massique du verre, qui ne dépend que de la température;

2° une résistance superficielle, en relation d'ailleurs avec une résistivité superficielle, localisée à la surface de l'anode, variable avec son passé électrolytique.

Il est donc incorrect de dire que la « résistivité » d'un verre croît avec le temps (3).

Il a paru important de rechercher, dans le même ordre d'idées, quoique à une échelle moins importante, s'il existait également une localisation des f. é. m., lorsque l'échantillon joue le rôle de générateur. On utilise des ensembles à trois piquages. L'électrolyse s'étant produite entre deux piquages, on détermine la différence de potentiel qui existe entre le troisième piquage inaltéré (donc au potentiel du verre) et chacun des deux autres. La moyenne de cinq mesures, dans des positions relatives d'électrodes différentes montre que la différence de potentiel *V* anode moins *V* verre est positive, que *V* cathode moins *V* verre est négative et de valeur absolue sensiblement triple de la première.

Exemple : molybdène-verre A.

V anode	$- V$ verre	$= +0,15$ V,
V cathode	$- V$ verre	$= -0,45$ V,
V anode	$- V$ cathode	$= 0,6$ V.

Cette dissymétrie, qui accorderait la prépondérance à la cathode, est d'ailleurs négligeable vis-à-vis de l'importance de l'autre phénomène observé.

(3) G. W. Morey, *The properties of glass*, p. 442.

Influence de la surface des électrodes.

On peut se rendre compte de l'importance de ce facteur en électrolysant un échantillon à deux électrodes de surfaces fort dissemblables, tel qu'une traversée isolante C. S. F. (*fig.* 12).

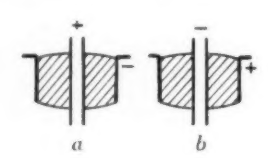


Fig. 12.

Pour une même tension appliquée, une même température, on constate que la résistance de la perle ayant comme anode le tube central (de faible surface) croît beaucoup plus rapidement avec le temps que celle de la perle ayant comme anode la collerette (grande surface).

Les courbes (*fig.* 13) traduisent ce résultat. On peut même s'arranger, par un choix judicieux

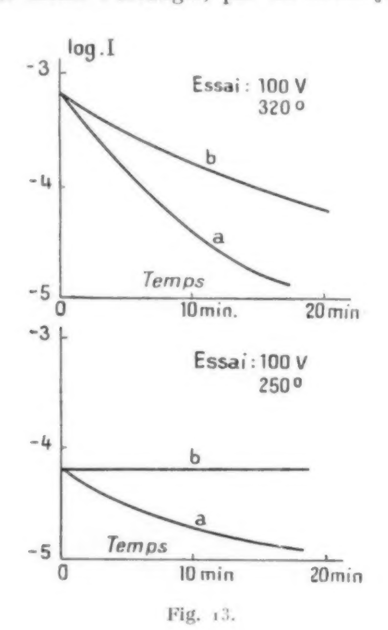


Fig. 13.

des températures et tensions pour que la résistance soit constante avec le temps dans le deuxième cas.

Une étude plus complète est possible au moyen de l'appareil suivant (*fig.* 14), l'échantillon résistant est un tube de verre contenant du mercure à hauteur fixe jouant le rôle de cathode. Ce tube peut plonger dans un deuxième bain de mercure (anode), dont la surface de contact est réglable par immersion variable.

La résistance du tube est inversement proportionnelle à la surface de contact anodique, l'épaisseur

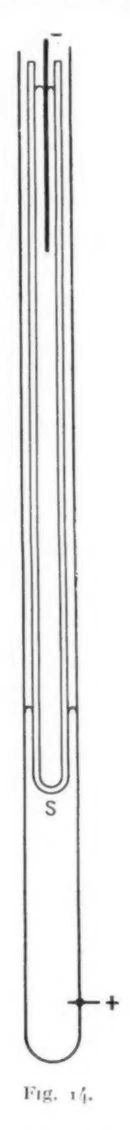


Fig. 14.

restant forcément constante. Par suite,

$$R = \frac{V}{I} = \frac{K}{S}.$$

L'intensité $I = V\frac{S}{K}$ est proportionnelle à la surface.

On constate que, quelle que soit la valeur de la surface de contact, la forme de la courbe de pola-

risation reste la même. Si l'on fait varier la tension ou la température, la forme de ces courbes varie simultanément et de la même façon (mêmes pentes). Elles se déduisent l'une de l'autre par translation le long des axes des intensités (*fig.* 15).

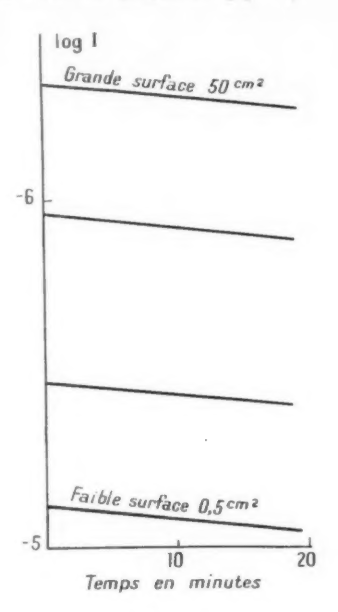


Fig. 15.

Comme l'on constate que la valeur $\frac{I}{S}$ du début de l'expérience est constante, on doit conclure que c'est ce rapport qui commande la courbe de polarisation.

Des mesures de ce facteur effectuées sur une vingtaine de séries différentes d'échantillon, montrent que la résistance anodique ne s'accroît pas avec le temps pour une densité de courant anodique inférieure à 1 μ A : cm². Cette limite semble indépendante de la température.

Phénomènes de dépolarisation.

Après avoir électrolysé pendant 10 min, un échantillon de verre, annulons la tension et conservons la température. De minute en minute, mesurons la résistance par tops brefs. On s'aperçoit alors que, peu à peu, la polarisation disparaît et, au bout d'un temps variant avec la viscosité du verre de quelques minutes à plusieurs heures, on retrouve la valeur initiale de la résistance (*fig.* 16). Cependant, les électrodes ont conservé leur aspect modifié chimiquement.

Il faut conclure que la cause de la polarisation a disparu avec le temps et d'autant plus vite que le verre est moins visqueux (ou plus conducteur). Une variante consiste à refroidir brusquement un échantillon polarisé. L'augmentation de résistance que lui a conféré la polarisation à chaud se conserve intégralement à froid. Cependant, elle disparaît progressivement au bout de plusieurs mois.

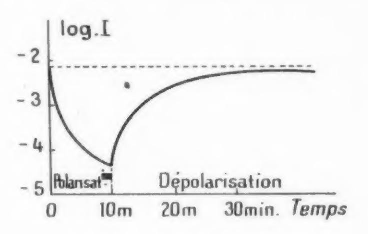


Fig. 16.

Il existe encore un autre procédé de dépolarisation : il consiste à inverser le sens du courant. On observe alors une résistance d'abord moindre que celle de l'échantillon vierge, puis elle croît et le phénomène d'accroissement se reproduit normalement.

Hypothèses. — On peut expliquer l'ensemble des phénomènes observés de deux façons : admettons d'abord que la décomposition électrolytique de l'oxyde de sodium provoque au contact de l'anode la formation d'une couche d'oxygène gazeux. Cet oxygène est absorbé par l'oxydation du métal. Il est évident que la vitesse de la réaction d'oxydation dépend de la surface de l'anode : elle lui est, en gros proportionnelle. Elle dépend également de la densité superficielle d'oxygène réagissant, et semble en être une fonction croissante; jusqu'à une certaine limite toutefois, qui correspondrait au fait que, si la couche d'oxygène dépasse une certaine épaisseur, elle n'est pas toute dans la possibilité de réagir sur le métal. A cette limite correspond une densité anodique de courant déterminée.

Si la densité réelle, au cours d'une expérience, est inférieure à cette valeur, tout l'oxygène produit par l'électrolyse est absorbé aussitôt.

Dans le cas contraire, il faut penser à la formation d'une gaine de plus en plus épaisse de micro-bulles non conductrices, ce qui provoquerait l'accroissement de résistance de l'échantillon. Cette résistance croît jusqu'à une valeur limite, correspondant à l'équilibre entre la vitesse de formation des bulles et la vitesse de disparition.

Supprimons la tension appliquée : l'oxydation de l'anode se poursuit, de moins en moins vite à mesure que la gaine d'oxygène disparaît progressivement : c'est la dépolarisation.

Trempons le verre; les bulles ne peuvent plus réagir du fait de la viscosité infinie : il y a maintien de la polarisation. A vrai dire, l'hypothèse précédente se complique, car on observe la formation de macrobulles dont les dimensions géométriques variables et la répartition irrégulière expliquent une certaine dispersion dans les mesures de résistance.

On peut également admettre que l'appauvrissement de la zone anodique en ion sodium entraîne la formation d'un verre plus résistant. Pour une même intensité, l'épaisseur de la couche de verre modifié, donc l'accroissement de résistance qui en résulte, est naturellement inversement proportionnelle à la surface de l'anode. On explique ainsi l'influence de la densité anodique de courant sur l'allure des phénomènes.

Il est toutefois nécessaire, pour expliquer l'existence d'équilibres, que cet appauvrissement en ion Na^{+} soit compensé dans une certaine mesure par une migration du sodium des régions non altérées vers la région plus pauvre. On aurait là un phénomène du même aspect que celui signalé par Weyl [4]. Cette migration expliquerait également la dépolarisation et le maintien de la polarisation par trempe du verre.

[4] *Bull. de l'Institut du Verre*, juillet 1946.

ANALYSE GRANULOMÉTRIQUE PAR SÉDIMENTATION : APPLICATIONS A LA MÉTALLURGIE DES POUDRES

PAR NGUYEN THIEN-CHI,

Laboratoire de Recherches physico-chimiques de la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *On montre l'importance des mesures de granulométrie dans l'étude des matériaux pulvérulents. Le Laboratoire a adopté, pour ses recherches, deux méthodes de sédimentation :*

1° celle de la pipette;
2° celle de la balance.

On a construit des pipettes perfectionnées dérivant de celle d'Andreasen et une balance de sédimentation à enregistrement automatique continu.

Les méthodes sont exposées en détail et les appareils décrits en soulignant les points délicats.

Enfin, des courbes montrent l'application de ces méthodes au cas du tungstène; on mentionne également des résultats relatifs à l'alumine.

Introduction.

De nombreux travaux du Laboratoire de Recherches physico-chimiques portent sur des matières pulvérulentes telles que les poudres métalliques, les produits céramiques, les substances luminescentes, les carbonates pour cathodes à oxydes, les alumines pour revêtement de filaments, le zirconium, etc. Il est important de connaître les dimensions des grains, leur forme, ou le plus souvent, la répartition granulométrique de la poudre, c'est-à-dire les pourcentages des différentes grosseurs. Ces éléments jouent un rôle prépondérant dans toutes les réactions de poudre, où la surface totale des particules, qui croît rapidement avec la finesse, est évidemment un facteur essentiel. L'exemple classique suivant est particulièrement instructif à cet égard : un cube de 1 cm de côté a une surface totale de $6\ cm^2$; mais si on le divise successivement en petits cubes d'arêtes 1, 0,1, 0,01 mm, etc, on arrive à $6\ 000\ m^2$ quand le côté atteint 0 000 001 mm.

En métallurgie des poudres, la finesse influe en premier lieu sur les dimensions des pièces brutes de moulage, puis sur leurs cotes après concrétion, c'est-à-dire sur leur porosité. Cette influence se répercute sur les propriétés des pièces finies à travers les traitements thermiques et mécaniques qu'elles ont subis. On reviendra longuement sur ces questions dans un article sur la métallurgie des poudres à paraître dans ces colonnes.

Quand on étudie une poudre, on doit donc être à même d'en déterminer la granulométrie. Les méthodes employées font appel à de multiples propriétés et chacune d'elles s'applique en général à un certain domaine de finesse. On peut citer, parmi les plus familières, le tamisage, le dénombrement au microscope, les procédés basés sur la formule de Stokes (sédimentation, lévigation). D'autres font intervenir la dissolution, l'adsorption, les effets optiques des systèmes dispersés, l'ultracentrifugation, la diffraction des rayons X, etc.

LA GRANULOMÉTRIE AUX LABORATOIRES C. S. F.

Les expériences portent sur toutes les poudres mentionnées au début, mais c'est principalement le tungstène qui donne lieu aux analyses les plus systématiques comprenant des essais de contrôle quotidien ou des travaux d'ordre plus général. L'examen au microscope, première méthode employée a fait place aux mesures par sédimentation.

Dénombrement au microscope.

Ce procédé est avantageux en ce qu'il permet de mesurer directement les particules et de voir leur

forme, mais de leur distribution il ne peut généralement donner qu'une idée incomplète faute de porter sur un nombre suffisamment élevé d'individus. Un moyen intéressant consiste à projeter l'image agrandie de la préparation sur un écran pour faciliter la tâche fastidieuse du dénombrement. Mais cela ne supprime pas la nécessité d'avoir un opérateur adroit sachant interpréter les mesures en appliquant des règles de statistique. D'autre part, la préparation de l'échantillon est une technique délicate : on obtient souvent des résultats erronés, soit à cause de la présence d'amas, soit parce que le prélèvement n'est pas représentatif de la poudre.

Pour ces raisons, on a adopté dans nos Laboratoires les mesures par sédimentation. Toutefois, l'examen au microscope reste un moyen de contrôle direct des autres procédés d'analyse.

Méthodes de sédimentation.

L'expérience nous montre que les appareils de sédimentation peuvent être confiés à un technicien subalterne qui serait incapable de dépouiller correctement une préparation au microscope, en raison de la simplicité et de l'automatisme des manipulations : les résultats sont comparables du moment que l'opérateur est soigneux.

Formule de Stokes. — Les méthodes de sédimentation sont basées sur la formule de Stokes.

Si une sphère pesante est abandonnée dans un fluide immobile, elle prend vite un mouvement de chute uniforme dont la vitesse V est donnée par la formule :

$$V = \frac{2}{9} r^2 \frac{(D-d)g}{\eta}, \tag{1}$$

r, rayon de la sphère;
D, densité de la sphère;
d, densité du fluide;
η, coefficient de viscosité du fluide;
g, accélération de la pesanteur;

On peut écrire :

$$V = C r^2. \tag{2}$$

Comme $V = \frac{h}{t}$, h étant la hauteur de chute au temps t, on a encore :

$$r^2 = C' \frac{h}{t}. \tag{3}$$

On se servira de [3] pour calculer les rayons correspondants à des temps de chute donnés. Les particules ayant généralement une forme quelconque, r désignera le *rayon équivalent*, c'est-à-dire celui d'une sphère tombant avec la même vitesse. Les conditions de validité de la formule de Stokes sont multiples, mais on peut dire qu'elles sont satisfaites en première approximation dans la pratique. La formule s'applique d'autant mieux que les grains se rapprochent plus de la forme équiaxiale. Les cas très particuliers de particules en disques ou en bâtonnets ont donné lieu à des formules compliquées qu'on n'a heureusement presque jamais à mettre en œuvre.

Appareils. — On dispose :

1° de pipettes de divers modèles construites au Laboratoire (mesures discontinues);

2° d'une balance de sédimentation à chaîne à enregistrement automatique continu.

Méthode de la pipette. — Soit une colonne cylindrique de suspension homogène considérée au début de la sédimentation (instant zéro). Une pipette plonge en son centre jusqu'à une profondeur h au-dessous de la surface libre A (*fig.* 1). On suppose

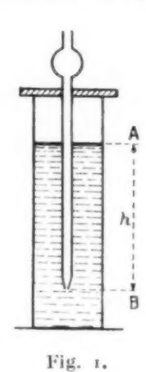


Fig. 1.

que la concentration est assez faible pour que les fractions de dimensions différentes chutent sans se gêner. Aux instants $t_1, t_2, t_3, \ldots$, prélevons avec la pipette une prise de volume v (10 cm³ par exemple), jusqu'à ce que la sédimentation soit terminée (liquide limpide). Soit h_1, h_2, h_3, les valeurs correspondantes de h. Lors d'un prélèvement, les lignes d'aspiration sont radiales par rapport à l'orifice O de la pipette : le volume v de la prise est donc celui d'une sphère de centre O et de rayon ρ. Il s'introduit de ce fait une erreur due à ce qu'on prélève des grains compris entre les cotes $h+\rho$ et $h-\rho$, mais le calcul montre qu'elle est pratiquement négligeable. En première approximation, on peut donc considérer que la prise renferme toutes les particules ayant une vitesse de chute inférieure à $V_1 = \frac{h_1}{t_1}$ et dans les

proportions relatives qu'elles présentaient dans la suspension initiale. Par contre, les grains dont les vitesses de chute sont supérieures ou égales $\frac{h_1}{t_1}$ étant sortis du niveau B n'existent plus dans la prise. Aux valeurs t_1 et h_1, l'équation [3] fait correspondre r_1. Le prélèvement considéré contient ainsi toutes les particules de rayons inférieurs à r_1.

Si P_0 est le poids total de poudre en suspension et P_1, P_2, P_3, les poids des résidus d'évaporation des prises, on a :

$$\% \text{ de grains de rayon } > r_1 = \frac{100(P_0 - P_1)}{P_0},$$

$$\% \quad \text{»} \quad \text{»} \quad > r_2 = \frac{100(P_0 - P_2)}{P_0},$$

etc.

Le pourcentage des grains intermédiaires entre r_i et r_j est $\frac{100(P_i - P_j)}{P_0}$.

On a ainsi tous les éléments nécessaires à l'établissement de la courbe de distribution.

La méthode de la pipette, correctement appliquée, donne des résultats reproductibles et un accord satisfaisant avec ceux d'un contrôle au microscope.

Description des pipettes. — Celle d'Andreasen est représentée sur la figure 2 : un robinet à deux voies R

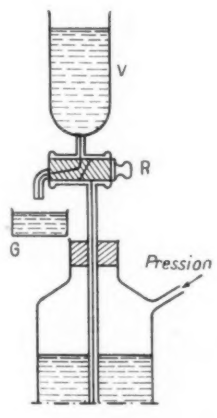


Fig. 2.

permet de faire monter la prise dans V, puis de l'évacuer dans le godet taré G en deux manœuvres successives.

Pour accélérer cette manipulation, nous avons remplacé le robinet par une soupape de verre S rodée et tarée, qui se soulève pour laisser passer le liquide et retombe dès qu'on décomprime la poire P, en obstruant hermétiquement le trou de communication (*fig.* 3).

Avec cet appareil, on obtient les mêmes résultats qu'avec la pipette d'Andreasen.

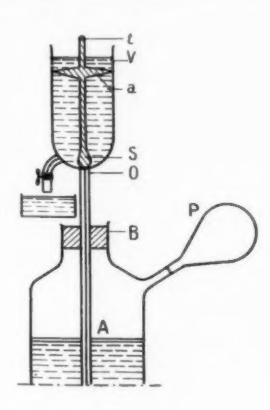


Fig. 3.

Mais on peut plus simplement soutirer le liquide par le bas à l'aide d'une tubulure à robinet (*fig.* 4), évitant ainsi la présence d'une pipette au sein de la suspension. Il est clair que l'orifice O doit être à une certaine hauteur au-dessus du fond sur lequel

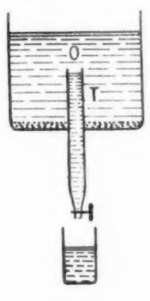


Fig. 4.

le sédiment se dépose. Mais un sérieux inconvénient se présente : le tube d'écoulement T ne peut être rincé après chaque prélèvement et la quantité de suspension qu'il renferme est entraînée dans la prise suivante dont elle fausse la pesée. Pour remédier à ce défaut, on a construit l'appareil de la figure 5. Le fond du cylindre de sédimentation porte une tubulure en doigt de gant D qui s'ouvre dans le liquide par un capillaire t d'environ 1,5 mm de hauteur et 1,5 mm de diamètre (*fig.* 6). Le capillaire est obstrué à sa partie inférieure par un petit bouchon de caoutchouc fixé à un levier coudé L qui l'appuie contre le trou d'écoulement grâce à un boudin et qui est guidé dans on déplacement vertical par une glissière.

Lors d'un prélèvement, on applique l'entonnoir E contre le fond du cylindre de sédimentation (par coulissage dans la bague B); on appuie à fond sur le bouton du levier et on recueille dans E un

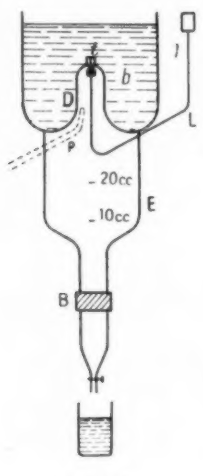


Fig. 5.

volume donné de liquide qu'on transvase dans le godet taré G. On descend l'entonnoir et on le rince ainsi que le doigt de gant et le levier avec la petite pissette P; les eaux de lavage, accumulées dans E, sont aussi recueillies dans G.

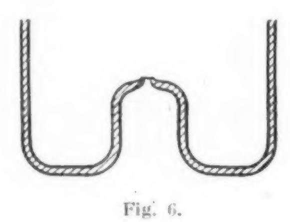
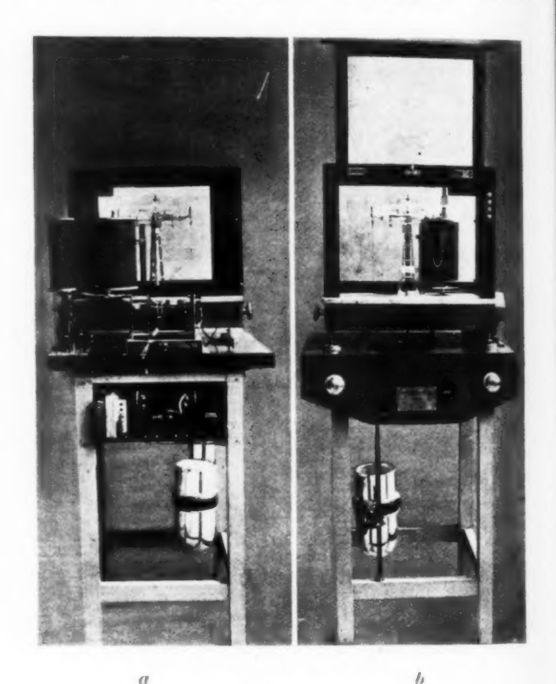


Fig. 6.

On a comparé l'appareil précédent avec une pipette classique d'Andreasen : l'accord des résultats est très satisfaisant. On l'a adopté pour la plupart des expériences du Laboratoire en raison de la simplicité des manipulations et de la fidélité des résultats. Le modèle courant de 1 l présente une hauteur de chute de 40 cm dans un cylindre de 58 mm de diamètre. Un appareil de 2 l et un autre d'un demi-litre sont employés dans des cas particuliers.

Balance à enregistrement automatique. — Rien de plus simple que d'adapter une balance à des mesures de sédimentation. On remplace par exemple le plateau de gauche par un disque horizontal suspendu en son centre à un fil fin. Ce nouveau plateau plonge à une certaine profondeur dans la suspension à étudier. Au moyen de butées, on réduit les oscillations du fléau afin de diminuer le mouvement vertical des plateaux (quelques millimètres). On ajoute une surcharge, 1 dg par exemple, sur le plateau de droite, on verse la suspension bien agitée dans le vase de sédimentation et on démarre un chronomètre. Quand l'aiguille revient au zéro en allumant par exemple un signal lumineux, on note le temps, on ajoute une nouvelle surcharge et ainsi de suite. On construit de cette façon, point par point, la courbe



a *b*

Fig. 7.

du poids déposé en fonction du temps, et c'est cette donnée expérimentale qui servira à l'établissement de la courbe de distribution. Cette technique simple mais rudimentaire exige une grande attention et immobilise un ou même deux opérateurs.

Dans la balance automatique (*fig.* 7), la compensation du dépôt est rendue automatique en utilisant à cet effet la chaîne de surcharge existante. Celle-ci est accrochée d'un côté à l'extrémité droite du fléau, de l'autre à un curseur qu'on fait coulisser le long d'une colonnette verticale au moyen d'un bouton moleté extérieur. Le fonctionnement est facile à imaginer d'après la figure 8, quand le contact c est fermé par le fléau incliné à gauche sous l'action

du dépôt, il démarre, par l'intermédiaire d'un relais très sensible, un moteur qui fait tourner le bouton moleté de la chaîne : le curseur K descend la chaîne

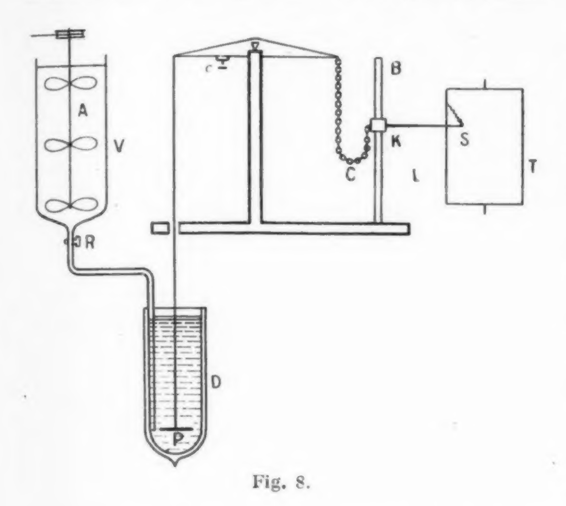


Fig. 8.

de la longueur nécessaire à la compensation, ce qui ouvre le contact et arrête le moteur. Puis le même cycle recommence. Le curseur porte un stylet horizontal S qui vient inscrire sur le tambour T la courbe de sédimentation, poids déposé en fonction du temps, et c'est à partir de ce tracé expérimental qu'on construit ensuite la courbe de répartition.

L'appareil du Laboratoire est une balance sensible au milligramme, d'une portée de 200 g. La seule modification à y apporter est l'adjonction d'un contact très sensible. Un contact à deux godets de mercure avec pointes en platine ne convient pas pour les raisons suivantes :

a. la surface du mercure s'oxyde vite : le contact cesse d'être franc, ce qui provoque des oscillations désordonnées du fléau;

b. le mercure exerce une succion sur les pointes et la rupture n'est pas immédiate;

c. il est difficile de régler les deux pointes pour les amener en contact simultané avec le mercure.

Par contre, on a obtenu toute satisfaction avec un interrupteur très fin en argent comprenant une pointe et une pastille portées par deux lames flexibles disposées sous le fléau à 3 cm environ du couteau. La lame porte-pointe étant en haut, c'est sur elle que s'appuie le fléau en s'inclinant : on a dû se livrer à un réglage laborieux pour lui donner

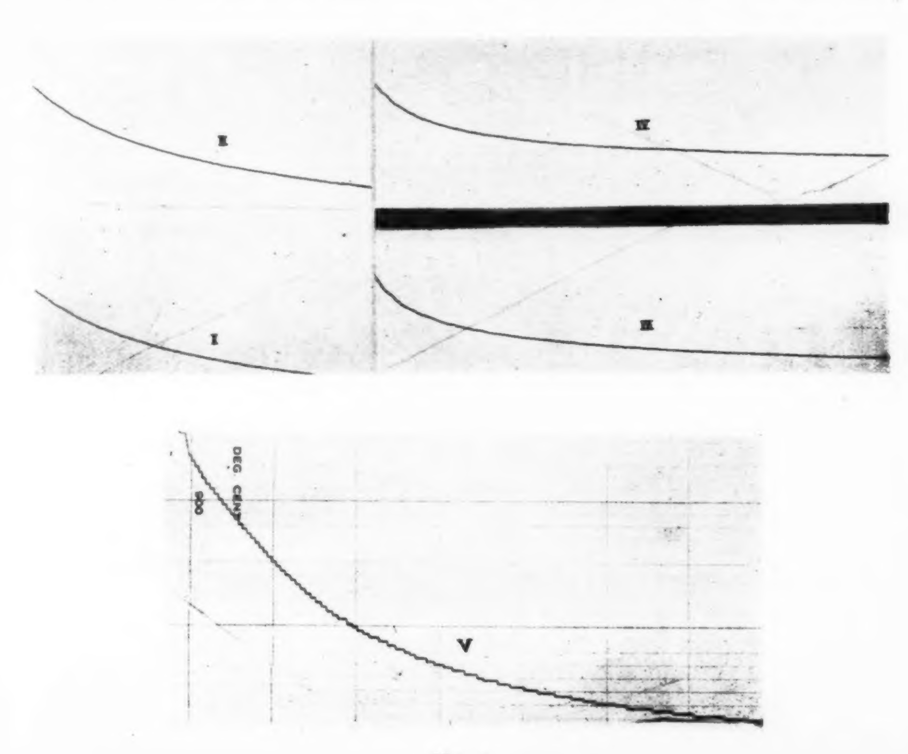


Fig. 9.

l'élasticité convenable. On supprime les étincelles en shuntant les bornes du contact par un condensateur et une résistance. On doit aussi régler minutieusement la sensibilité du relais.

Le tambour enregistreur (110 mm de diamètre et 170 mm de hauteur) est mû par pignons et vis sans fin et possède trois vitesses (un tour en 30, 60 et 90 mn). Il est entraîné par un moteur Lip faisant un tour en 2 mn.

Sur la figure 9, on a reproduit quelques courbes directement enregistrées (échelle 1/3 environ). Suivant le réglage du contact, on obtient soit une succession de paliers très nets (courbe V). soit un tracé presque continu avec des dentelures à peine visibles. Dans ce dernier cas, on est en droit de se demander si, en raison de la grande sensibilité du contact, on n'enregistrerait pas tout simplement des vibrations parasites. Il n'en est rien, car les courbes relatives à une même suspension sont bien superposables (comparer les tracés I et II d'une part, III et IV d'autre part).

Etablissement de la courbe de répartition. — Soit dP la quantité de particules ayant des rayons compris entre r et $r + dr$. L'aire du rectangle de base dr et de hauteur $\frac{dP}{dr}$ est dP. Si l'on porte en abscisses les rayons r (1μ, 2μ, 3μ, etc.) et en ordonnées $\frac{dP}{dr}$, on obtient ainsi la courbe de répartition sous forme

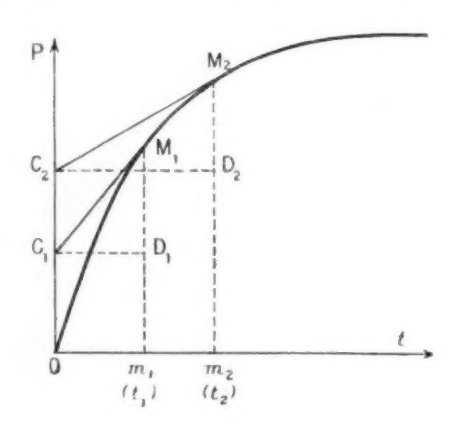


Fig. 10.

de rectangles juxtaposés de base commune (1μ dans le cas actuel) et de hauteurs différentes. Cette représentation *par une aire* de la proportion de particules comprises entre deux dimensions est très commode et permet de se faire rapidement une idée de la granulométrie d'une poudre. Elle localise aussi la position du maximum qui est importante dans l'étude du tungstène.

Dans la méthode de la pipette, la construction de la courbe précédente est immédiate, dP étant donné par les différences entre les pesées des résidus

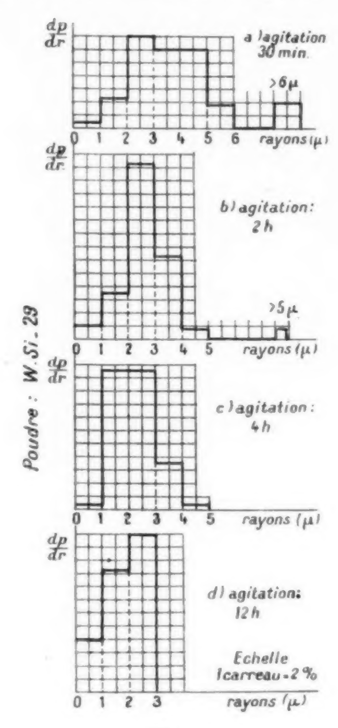


Fig. 11.

successifs. A titre d'exemple, on a reproduit dans le Tableau I les résultats relatifs au tungstène *W* Si 29 agité 4 h (graphique *c* de la *fig.* 11).

TABLEAU I.

Poudre W Si 29.

Concentration, 5 g : l.
Agitation : machine à secousses, 4 heures.

Prises.	h (cm).	t (sec). h m s	P (mg).	dP.	r (μ).
1..........	38	1,44	100		10
2..........	37,3	2,07	100		9
3..........	36,5	2,37	100		8
4..........	35,7	3,20	100		7
5..........	34,9	4,26	100		6
6..........	34,2	6,16	100		5
7..........	33,3	9,32	99	1	4
8..........	32,5	16,33	85	14	3
9..........	31,7	36,19	43	42	2
10..........	30,8	2.21,10	1	42	1
				1	

Si l'on part du tracé enregistré à la balance, on arrive au même résultat de la façon suivante :

Sur la figure 10 est représentée la courbe de sédimentation enregistrée P (t). Cette quantité P (t), poids déposé au bout du temps t, se décompose en deux parties :

$$P(t) = P_1 + P_2.$$

a. P_1 comprend toutes les fractions totalement déposées, donc ayant des vitesses upérieures ou égales à $\frac{h}{t}$;

b. P_2 englobe les autres fractions qui ne sont que partiellement déposées, leurs vitesses étant inférieures à $\frac{h}{t}$.

On démontre (Sven Oden, *Proc. Roy. Soc. of Edinburg*, 36, 1915-1916, p. 219) que :

$$P_1 = P - t\frac{dP}{dt},$$

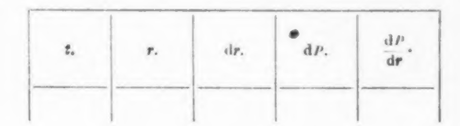
$$P_2 = \quad t\frac{dP}{dt}.$$

Sur la courbe de la figure 10, traçons la tangente en un point M_1 (t_1, r_1), elle coupe l'axe des P en C_1; menons C_1D_1 parallèle à Ot, on a :

$$D_1M_1 = t\frac{dP}{dt} = P_2,$$

$$m_1D_1 = P - t\frac{dP}{dt} = P_1.$$

Si l'on répète les mêmes constructions au point M_2 (t_2, r_2), on voit que le segment $C_1 C_2$ représente l'ensemble des particules déposées ayant des rayons compris entre r_1 et r_2. Cette remarque permet de tracer simplement la courbe de répartition. On rectifie soigneusement à grande échelle la courbe de dépôt P (t), en ayant soin de graduer l'axe des P en %, c'est-à-dire en posant $P_\infty = 100$ (P_∞ étant le poids total déposé) : Oden a montré que de cette façon les résultats obtenus sont indépendants du poids absolu de l'échantillon. Si le rayon maximum ne dépasse pas 10 μ pour fixer les idées, on pourra étudier la répartition des grains de 10, 9, ... 3, 2, 1 μ, et même fractionner certains intervalles si on le juge intéressant. Par la formule de Stokes, on calcule les valeurs de t qu'on reporte sur la courbe. Si l'on trace soigneusement les tangentes aux points marqués, les segments successifs interceptés par elles sur l'axe vertical représentent les fractions déposées dans les intervalles *dr* correspondants. Dans la pratique, on dresse un tableau du type suivant :



t.	r.	dr.	dP.	$\frac{dP}{dr}$.

Quelle que soit la méthode adoptée, pipette ou balance, on arrive ainsi à la même construction de la courbe de répartition, qui se présente sous l'aspect d'une succession de paliers d'inégale altitude.

Exemple d'analyse granulométrique : *Tungstène.* — Les graphiques cités plus loin en exemple et construits d'après la méthode précédente sont relatifs au tungstène.

On sait que les fils de tungstène employés dans les tubes à vide s'obtiennent par concrétion, martelage et tréfilage de barreaux moulés à partir de poudre de tungstène, celle-ci provenant de la réduction de WO^3 par l'hydrogène. La finesse des grains joue un rôle prépondérant dans la métallurgie du tungstène (*Voir* le livre *Tungsten* de Smithells). Il est indispensable de contrôler constamment les préparations de l'oxyde et du métal.

Toutes nos sédimentations ont lieu dans l'eau bidistillée. La forte densité du tungstène n'est pas un écueil, car les grains sont très fins et se groupent généralement autour de 2 à 3 μ.

On vérifie qu'il n'y a pas floculation en opérant avec des concentrations croissantes de poudre. La concentration adoptée est de 5 g par litre. On obtient directement le pourcentage des diverses fractions en prélevant chaque fois 20 cm³ de suspension et en exprimant les poids des résidus d'évaporation en milligrammes.

Les appareils sont dans une pièce isotherme en sous-sol, à l'abri de toute vibration et de tout courant d'air. La réserve d'eau bidistillée s'y trouve à demeure ainsi que tous les accessoires pour être en équilibre de température.

Pour obtenir des résultats comparables, la poudre doit être parfaitement homogène, d'où la nécessité de la malaxer dans une boîte cubique tournant autour d'une diagonale. Beaucoup d'anomalies de fabrication viennent du manque d'homogénéité de la poudre de tungstène : très souvent en effet, on vide dans une réserve les nacelles sortant du four de réduction et la fournée est employée au moulage sans avoir été mélangée.

On va citer en exemples trois séries d'expériences choisies entre beaucoup d'autres.

Première série d'expériences. — Elles ont pour but de mettre en évidence l'influence de la durée d'agitation de la suspension dans un flacon à billes sur la désagrégation des amas. L'étude a porté sur deux poudres : tungstène sillicié WSi 29 et tungstène WO. Pour les deux échantillons, on a adopté les durées suivantes : 30 m, 2 h, 4 h, 12 h et 36 h. Sur la figure 11 (WSi 29) et la figure 12 (WO), on suit

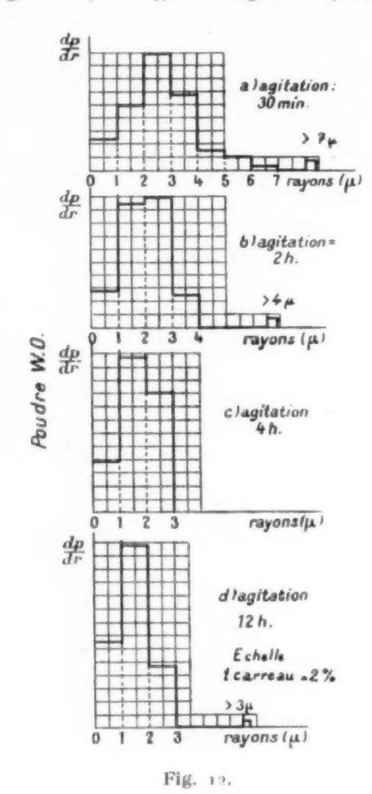


Fig. 12.

de haut en bas, le progrès de la désagrégation : la répartition granulométrique se tasse, en effet, graduellement vers les petites dimensions à mesure que l'agitation se prolonge, et elle ne change pratiquement plus au-dessus de 12 h. Cette dernière durée étant difficile à concilier avec les conditions de travail au Laboratoire et avec le rythme des demandes, on a adopté 2 h pour les essais de tous les jours dont les résultats servent avant tout à comparer les poudres en leur assignant à chacune une physionomie déterminée. D'autre part, même avec 2 h, les deux séries d'expériences suivantes montrent qu'on arrive à des résultats cohérents et comparables.

Deuxième série d'expériences. — On a répété six fois l'essai de sédimentation sur une même poudre rendue homogène par 10 h de malaxage, en opérant à différentes températures sur une suspension agitée 2 h.

Sur la figure 13, les aires hachurées représentent la dispersion maxima observée : on voit que les

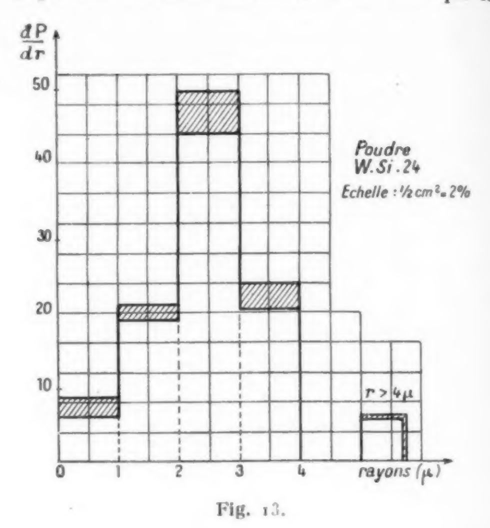


Fig. 13.

résultats sont reproductibles d'une manière satisfaisante et surtout que toutes les expériences ont fourni une répartition granulométrique analogue, caractéristique de la poudre.

Troisième série d'expériences. — Elles se rapportent à des mélanges en diverses proportions de deux poudres différentes : il s'agit de vérifier si les compositions granulométriques de ces mélanges, telles qu'elles sont données par l'expérience, sont en accord avec les résultats calculés. On a choisi le tungstène W 24 et le tungstène WO déjà mentionnés, ce dernier plus fin que le premier. On a étudié les mélanges suivants, agités 2 h.

75 %	*W* 24	+	25 %	*WO*
50	»	+	50	»
25	»	+	75	»

A partir de la composition granulométrique des constituants, il est facile de calculer celle de chaque mélange. Sur la figure 14, les résultats expérimentaux sont en trait plein, les résultats calculés en pointillé : on constate que l'accord est très bon. On a reproduit dans le tableau II les nombres observés et calculés, pour mettre en évidence la petitesse des écarts.

On doit reconnaître que les résultats sont cohérents même avec une agitation de 2 h qui correspond à une désagrégation incomplète des amas.

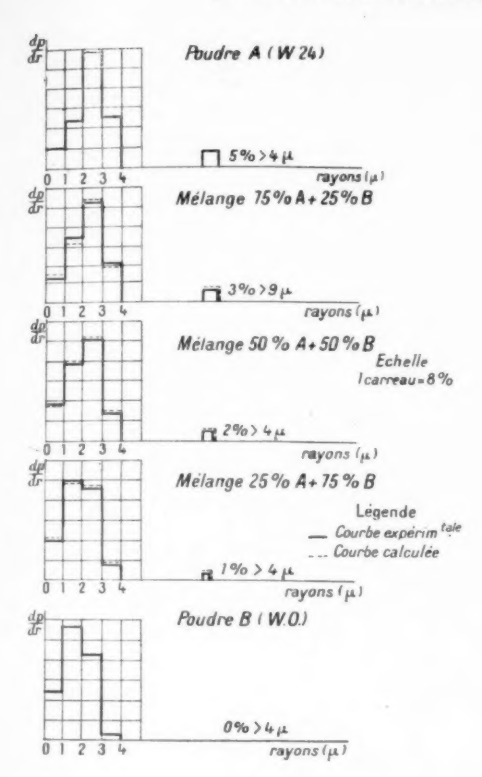


Fig. 14.

TABLEAU II.

r (μ).	0.	1.	2.	3.	4.
Tungstène W 24 (%).					
	8	19	47	21	5
Mélange 75 % W 24-25 % WO.					
Calcul (%)........	10,75	25,5	43,75	16,25	3,75
Expérience (%)...	9,5	28	42	17,5	3
Mélange 50 % W 24-50 % WO.					
Calcul (%)........	13,5	32	40,5	11,5	2,5
Expérience (%)...	15	31	41	11	2
Mélange : 25 % W 24-75 % WO,					
Calcul (%)........	16,25	38,5	37,25	6,75	1,25
Expérience (%)...	16	40	37	6	1
Tungstène WO (%).					
	19	45	34	2	0

C'est dire qu'une poudre homogène, agitée dans des conditions identiques pendant un temps quelconque, se désagrège de la même façon, ce qui justifie le choix assez arbitraire de la durée de 2 h pour les essais comparatifs courants.

Autre exemple : *Alumine*. — Les filaments chauffants de cathodes sont revêtus d'alumine par cataphorèse.

1° Cette opération peut dépendre de la finesse de la poudre mise en suspension : il est intéressant de voir si elle est sélective quant aux dimensions des particules. On part d'une suspension ordinaire et l'on dépose à peu près la moitié de l'alumine sur une lame dont on récupère toutes les 30 s l'enduit solide. Ce dernier est soumis à l'analyse granulométrique ainsi que la suspension appauvrie. Les deux courbes de distribution sont aux erreurs habituelles près, les mêmes que celle relative à la suspension vierge. Il semble donc que l'alumine se dépose en vrac sans qu'il y ait sélectivité.

2° Dans les expériences précédentes, on est souvent gêné par la floculation qui fait chuter rapidement les grains, rendant l'opération défectueuse ou impossible. On a procédé aux essais suivants :

a. Sédimentation dans l'alcool éthylique à 96° additionné d'acide picrique, aux concentrations de 5 g, 10 g, et 15 g, d'alumine par litre de suspension; on observe une très légère floculation.

b. Sédimentation dans le même alcool sans addition de stabilisateur.

Concentrations en alumine : 5 g et 15 g par litre : oculation flénergique.

c. Sédimentation dans l'eau bidistillée additionnée d'acide picrique.

Mêmes concentrations en alumine qu'en *b* : floculation prononcée.

La cataphorèse de l'alumine peut donc s'effectuer d'une manière satisfaisante dans l'alcool éthylique stabilisé par l'acide picrique, même aux concentrations assez élevées en alumine.

Il serait fastidieux de citer d'autres exemples. Tous montrent que les mesures de granulométrie sont non seulement utiles, mais indispensables. Elles se développent chaque jour davantage comme conséquence naturelle de l'importance croissante de la métallurgie des poudres dans nos Laboratoires.

PHÉNOMÈNES NON LINÉAIRES DANS LES TUBES A PROPAGATION D'ONDE

THÉORIE CINÉMATIQUE DE L'ÉCHANGE D'ÉNERGIE ENTRE UN FAISCEAU ÉLECTRONIQUE ET UNE ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

(DEUXIÈME PARTIE).

PAR O. DŒHLER ET W. KLEEN.

Département électronique du Centre de Recherches techniques
de la Compagnie générale de T. S. F.

SOMMAIRE. — *La première partie de cette étude, parue en juillet 1947 dans le n° 9 de cette publication, présentait une théorie cinématique de l'échange d'énergie entre un faisceau électronique et une onde électromagnétique, dans le cas de petits signaux seulement.*

Cette deuxième partie traite des phénomènes non linéaires dans les tubes à propagation d'ondes. Les auteurs se proposent de déterminer la limite du rendement et de la puissance utile due à la non-linéarité du gain. La méthode utilisée est un méthode de développement en série et d'itérations successives.

I. **Introduction.**

Le tube à propagation d'onde (T. P. O.) [1 à 13], dont le mécanisme repose sur l'échange d'énergie entre un faisceau électronique et une onde électromagnétique, trouvera sans doute son application principale comme tube récepteur de petits signaux. Sa bande passante élevée et son gain essentiellement supérieur à celui de tous les autres tubes centimétriques rendent toutefois désirable son application comme amplificateur de signaux élevés. La puissance utile et le rendement du T. P. O. sont restreints à des valeurs assez petites en raison du mécanisme physique de ce tube. Il est donc important de savoir quelles valeurs de la puissance utile et du rendement on peut atteindre et comment ces grandeurs dépendent des dimensions et des performances du tube.

Trois phénomènes différents limitent la puissance utile et le rendement du T. P. O. :

1. Il n'y a d'interaction entre un faisceau électronique et une onde électromagnétique que si la vitesse des électrons est voisine de celle de l'onde libre. Un transfert d'énergie implique qu'il y ait un surplus de vitesse des électrons par rapport à celle de l'onde forcée et seulement l'énergie correspondant à ce petit surplus de vitesse peut être transformée en énergie U. H. F. Le long de leur parcours les électrons sont freinés par le champ électrique de l'onde forcée. Une fois que ce freinage a conduit à l'égalité des vitesses des électrons et de l'onde, la puissance de l'onde ne croît plus.

2. Comme dans l'espace de glissement d'un klystron, le groupement des électrons engendré au sein du faisceau par le champ électrique de l'onde est gêné par les actions répulsives des diverses portions de faisceau de densité différente. Il s'ensuit une diminution du groupement et donc de la puissance utile et du rendement en raison des effets de la charge spatiale.

3. Dans le T. P. O., il existe, à côté du champ électrique axial, un champ électrique radial. Celui-ci est également en interaction avec le faisceau électronique. Nous ne pouvons prédire l'influence de cet effet sur le gain. Mais il doit être nuisible par rapport aux trajectoires des électrons et au rendement maximum. Expérimentalement on observe que le diamètre du faisceau et le courant absorbé par l'hélice augmentent si l'on applique une tension alternative à l'entrée. Ce fait est dû aux forces radiales sur les électrons, et la partie des électrons

heurtant l'hélice est d'autant plus grande que la tension H. F. est plus élevée. Cet effet peut évidemment être diminué par une focalisation assez forte par l'intermédiaire d'une bobine ou de lentilles magnétiques. Mais, pour des forces de focalisation limitées, cet effet de l'absorption du courant peut également présenter une limite pratique de la puissance utile.

Les phénomènes linéaires dans le T. P. O. ont été étudiés dans un certain nombre de publications [1 à 13] et la première partie de notre étude [13] présentait une théorie cinématique de l'échange d'énergie entre un faisceau électronique et une onde électromagnétique pour petits signaux [1]. Partant des résultats de (I), cette deuxième partie traite des phénomènes non linéaires dans le T. P. O. Nous examinons donc dans la présente partie le phénomène indiqué ci-dessous sous 1, le phénomène mentionné sous 2 étant en cours d'étude. Le premier but est de déterminer la limite du rendement et de la puissance utile due à la non-linéarité du gain. Mais par les mêmes considérations nous obtenons des indications sur la valeur du deuxième harmonique et sur les distorsions et la transmodulation de signaux modulés en amplitude.

La méthode appliquée est celle d'un développement en série et d'une itération successive jusqu'à la troisième approximation. Une méthode semblable a été appliquée par R. Warnecke, J. Bernier et P. Guénard [14] pour le calcul de l'influence de la charge spatiale dans l'espace de glissement du klystron. Sous certaines conditions de régime du T.P.O., la troisième approximation n'est pas suffisante pour obtenir la puissance utile et le rendement maxima. Mais dans ces cas d'autres considérations nous conduisent à une approximation raisonnable pour ces grandeurs.

II. **Principales notations et données d'un exemple numérique**.

v_0, vitesse des électrons;

v, vitesse de propagation de l'onde libre;

$\bar{v}$, vitesse de propagation de l'onde forcée;

$\rho = 1 - \frac{v_0}{\bar{v}}$;

$k_0 = \frac{\omega}{v_0}$;

$\beta_1 = \gamma_1 - jk_1$, constante de propagation de la fondamentale de l'onde libre ($\gamma_1 < 0$);

$2\beta_2 = 2\gamma_2 - 2jk_2$, constante de propagation du deuxième harmonique de l'onde libre ($\gamma_2 < 0$);

$\Gamma = \bar{\gamma} - j\bar{k}$, constante de propagation de la fondamentale de l'onde forcée;

$\bar{\gamma}_0 = \bar{\gamma}$, pour $\gamma_1 = 0$;

$\bar{\gamma}_{opt} = \sqrt{3}\left(\frac{1}{32} k_0 \frac{R_1}{Z_0}\right)^{\frac{1}{3}}$, maximum de $\bar{\gamma}$ pour $\gamma_1 = 0$ [*voir* (I, 34)];

$Z_0 = \frac{V_0}{J}$, impédance du faisceau;

$P_c = JV_0$, puissance continue appliquée;

P_{s1}, puissance de sortie de la fondamentale;

P_{s2}, puissance de sortie du deuxième harmonique;

P_{asympt}, limite supérieure de P_{s1};

P_{s0}, puissance de sortie de la fondamentale calculée d'après la théorie linéaire;

P_e, puissance de commande;

P_{e0}, puissance de commande calculée d'après la théorie linéaire;

E_e, intensité du champ électrique à l'entrée engendré par le générateur d'entrée;

E_{2h}, intensité du champ électrique du deuxième harmonique;

$\Phi = \omega t - kv_0 z$,

$\varphi = \omega t - \bar{k}z$,

η, rendement;

R_1, impédance de couplage ($\Omega : cm^2$) de la fondamentale;

R_2, impédance de couplage ($\Omega : cm^2$) du deuxième harmonique.

Grandeurs normalisées.

$$y = \frac{\bar{\gamma}}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

$$x = \rho \frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}} = \left(1 - \frac{v_0}{\bar{v}}\right) \frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

$$s_1 = \frac{\gamma_1}{\bar{\gamma}_{opt}} < 0,$$

$$s_2 = \frac{\gamma_2}{\bar{\gamma}_{opt}} < 0,$$

$$u = \left(1 - \frac{v_0}{v}\right) \frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}},$$

$$p = \frac{E_0}{2k_0V_0} \left(\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}}\right)^2,$$

$$p_e = \frac{E_e}{2k_0V_0} \left(\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}}\right)^2,$$

$$a = \frac{y^2 - x^2}{(y^2 + x^2)^2},$$

$$b = -\frac{2xy}{(y^2 + x^2)^2},$$

$$c = \frac{9y^2 - x^2}{(9y^2 + x^2)^2},$$

$$d = -\frac{6xy}{(9y^2 + x^2)^2},$$

$$a^2 + b^2 = \frac{1}{(y^2 + x^2)^2}.$$

(1) Cette première partie est citée sous la référence [I], ses formules sous la forme (I, 5) par exemple.

Errata de I : Page 235, formule (24), barrer $(1 + m)$.

Page 241, dans l'indication des notations *lire* $-x_1^2 = k^2 + \ldots$ au lieu de $x_1^2 = k^2 + \ldots$.

Les relations obtenues seront appliquées à un exemple numérique. Pour celui-ci nous avons choisi un T. P. O. ayant les performances suivantes :

$$V_0 = 1670 \text{ V}, \qquad J = 7 \text{ mA},$$

$$Z_0 = \frac{V_0}{J} = 0,24.10^6 \,\Omega, \qquad P_c = JV_0 = 12 \text{ W},$$

$$v_0 = 2,4.10^9 \text{ cm : s} = \frac{1}{12,4} c,$$

$$\lambda = 11 \text{ cm}, \qquad \omega = 2\pi.2,7.10^9 \text{ cm : s},$$

$$\overline{\gamma}_{\text{opt}} = 0,175 \text{ cm}^{-1} \qquad \text{[d'après I, (34)]},$$

$$k_0 = \frac{\omega}{v_0} = 7,1 \text{ cm}^{-1}, \qquad \frac{k_0}{\overline{\gamma}_{\text{opt}}} = 40,$$

$$\gamma_1 = -0,142 \text{ cm}^{-2}, \qquad s_1 = \frac{\gamma_1}{\overline{\gamma}_{\text{opt}}} = -0,8.$$

Ce sont à peu près les performances d'un tube indiquées par J. R. Pierce et L. M. Field [2]. Mais nous avons choisi une valeur de la résistance de couplage un peu différente [*voir* la définition dans (I)] : $R_1 = 1\,100\,\Omega : \text{cm}^2$, valeur différente de celle qu'on peut calculer d'après les indications de J. R. Pierce [3] ou d'après la théorie de E. Roubine [15]. En particulier le calcul de J. R. Pierce ne donne qu'une approximation pour R et une valeur de R_1 inférieure à la valeur calculée qui nous semblait justifiée en raison des résultats de nos mesures des tubes réalisés dans le Laboratoire de la C. S. F. La valeur de R_1, donnée ci-dessus, est calculée d'après le gain mesuré pour les petits signaux. Dans nos calculs intervient aussi bien la valeur de R_1 pour la fondamentale que celle pour le deuxième harmonique, qui sont appelées R_1, R_2 respectivement. Nous avons posé

$$R_1 = 1\,100\,\Omega : \text{cm}^2,$$
$$R_2 = 70\,\Omega : \text{cm}^2.$$

La valeur de R_2 est calculée d'après la relation de R avec la fréquence, indiquée par la théorie de J. R. Pierce en partant de R_1. Pour l'application générale des relations ci-dessous on doit connaître R en fonction des dimensions du tube et de la fréquence. Pour faciliter l'application de nos résultats nous avons donné dans la figure 1, R pour un T. P. O., type à hélice, r étant le rayon de l'hélice, $\frac{c}{v}$ étant le paramètre. Nous voulons mentionner que, suivant que l'on introduit le rayon intérieur ou le rayon extérieur, on obtient, pour R, des valeurs qui sont entre elles respectivement comme 3 et 1 environ pour des hélices habituelles. D'autre part, l'influence de R sur $\overline{\gamma}$ n'est que petite, $\overline{\gamma}_{\text{opt}}$ étant proportionnel à $R^{\frac{1}{3}}$.

Remarquons que le courant alternatif possède une certaine influence sur R. Ce phénomène sera étudié en liaison avec le calcul des effets de la charge d'espace dans le T. P. O.

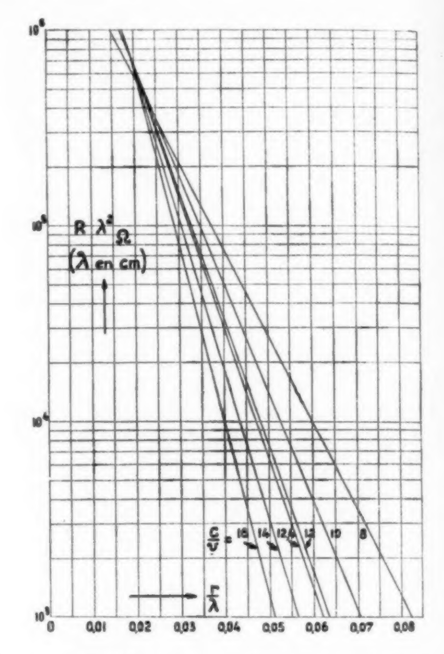


Fig. 1. — Impédance de couplage R pour le T. P. O., type à hélice.

r, rayon de l'hélice; v, vitesse de l'onde libre; c, vitesse de la lumière.

III. Hypothèses.

Les hypothèses de l'étude suivante sont tout d'abord les mêmes que celles faites dans (I) : Le faisceau est rectiligne, mince et ne possède aucune dispersion. L'influence de la charge spatiale est négligée. D'autre part, nous avons supposé $\overline{k} > \overline{\gamma}$ et $\rho \ll 1$.

Ces dernières hypothèses signifient que la partie imaginaire de la constante de propagation est essentiellement supérieure à la partie réelle et que les différences relatives des vitesses des ondes et des électrons sont inférieures à l'unité. Ces hypothèses sont normalement bien remplies (*voir* le § II).

IV. Une conclusion de la théorie linéaire indiquant une limite supérieure du rendement du T. P. O.

La théorie linéaire de l'interaction entre un faisceau électronique et une onde progressive d'après I

nous permet déjà d'indiquer une limite supérieure pour le rendement de l'échange d'énergie. Dans la figure 2 nous avons présenté sous forme générale les résultats les plus importants de I. L'ordonnée est y, c'est-à-dire le gain normalisé $\frac{\overline{\gamma}}{\gamma_{\text{opt}}}$. En abscisse on a porté $x = \left(1 - \frac{v_0}{v}\right)\frac{k_0}{\gamma_{\text{opt}}}$, qui traduit le désaccord relatif et normalisé de vitesse entre l'onde forcée et tion avec les courbes en trait continu pour $s_1 = \text{const}$. (Certains de ces points d'intersection se trouvent en dehors du dessin). Pour obtenir $\overline{\gamma}$ nous partons des performances du tube, V_0, Z_0, ω, v, R_1 et nous obtenons k_0, γ_{opt} d'après (I, 34) et u. Le point d'intersection de la courbe pour cette valeur de u et de la courbe pour $s_1 = \frac{\gamma_1}{\gamma_{\text{opt}}}$ de valeur donnée dans le quadrant $x < 0$, $y > 0$ nous indique $y > 0$, c'est-

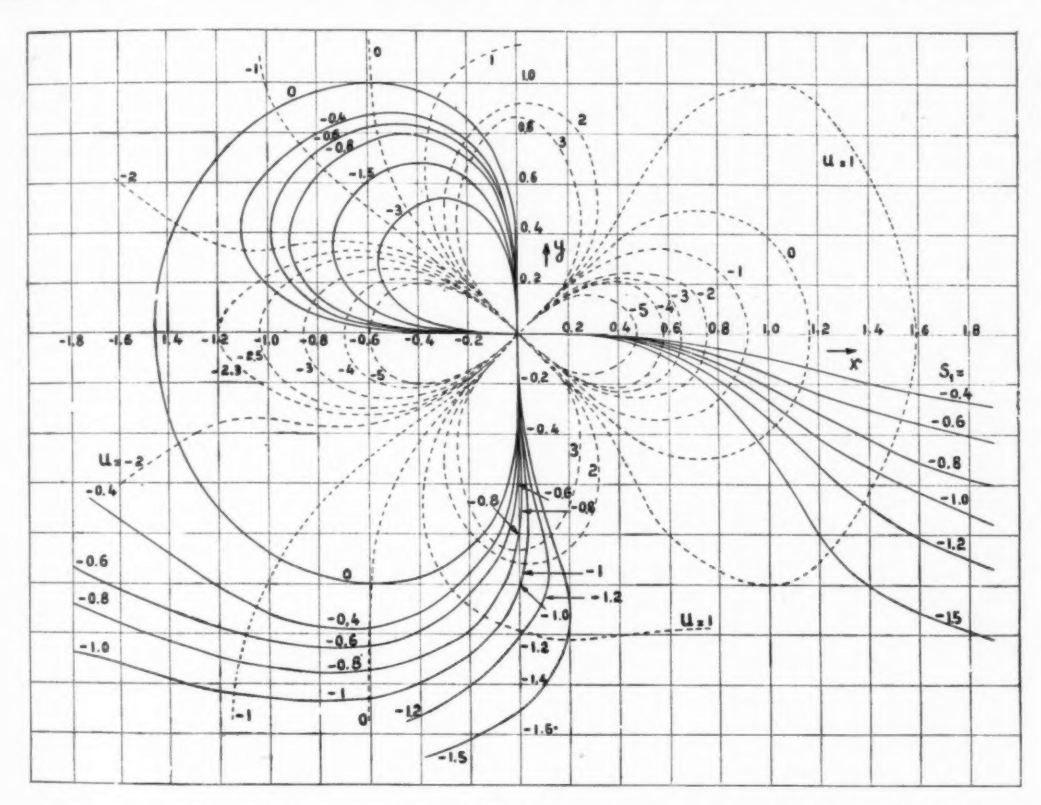


Fig. 2. — Abaque pour les constantes de propagation des trois ondes se propageant dans la direction du faisceau électronique le long de la ligne de retard du T. P. O.

les électrons. Les courbes en trait continu représentent $y = f(x)$ avec $s_1 = \frac{\gamma_1}{\gamma_{\text{opt}}} < 0$ comme paramètre. Les courbes en trait pointillé indiquent la valeur de $u = \left(1 - \frac{v_0}{v}\right)\frac{k_0}{\gamma_{\text{opt}}}$ pour chaque point x, y.

Par u la vitesse des électrons est reliée à la vitesse de l'onde libre. Toutes ces courbes sont calculées par l'intermédiaire de solutions graphiques ou développement en série, d'après les formules (I, 33), (I, 34), (I, 35), (I, 37) et (I, 38). Chaque courbe en trait pointillé pour $u = \text{const}$. possède trois points d'intersec-

à-dire la partie réelle de la constante de propagation de l'onde amplifiée. Les autres points d'intersection nous donnent les parties réelles des constantes de propagation $y < 0$ pour les deux ondes atténuées se propageant vers $+z$ et leurs désaccords relatifs de vitesse par rapport à la vitesse des électrons. Ces données sont nécessaires pour obtenir les conditions initiales et pour calculer la répartition du champ électrique du générateur dans les trois ondes à l'entrée et ensuite le gain réel du tube (*voir* J. R. PIERCE [3] et J. BERNIER [4]).

Pour l'onde amplifiée nous obtenons une certaine

valeur de x, correspondant au surplus relatif de la vitesse des électrons par rapport à la vitesse de cette onde. Ce n'est que ce surplus de vitesse, déterminé par ρ ou x, qui, dans le cas optimum, peut être transformé en énergie électromagnétique en raison du freinage des électrons de v_0 à $\bar{v}$. La puissance cédée par les électrons dans ce cas optimum est donnée par

$$(1) \qquad P_s = \frac{J}{e}\frac{m}{2}\left(v_0^2 - \bar{v}^2\right) \sim -\frac{Jm}{2e}(v_0 + \bar{v})\bar{v}\left(1 - \frac{v_0}{\bar{v}}\right) \sim -\frac{Jm}{e}v_0^2\rho.$$

Nous introduisons

$$\frac{m}{e}v_0^2 = 2V_0$$

et

$$\rho = x\frac{\bar{\gamma}_{opt}}{k_0} < 0.$$

Nous obtenons alors pour le rendement optimum de l'échange d'énergie

$$(2) \qquad \eta_{asympt} = \frac{P_s}{JV_0} = -2\rho = -2x\frac{\bar{\gamma}_{opt}}{k_0},$$

formule qui n'est valable que si toute la puissance transférée à l'onde est cédée comme puissance de sortie. En réalité une partie de cette puissance est consommée dans le guide lui-même en raison de l'atténuation finie de celui-ci. La puissance cédée à la charge est à la puissance totale transférée dans le même rapport que le gain $\bar{\gamma}$ au gain $\bar{\gamma}_0$ sans atténuation pour la même valeur de x.

Donc, tandis que (2) n'est applicable qu'à un guide sans atténuation, pour un guide avec atténuation il faut multiplier η_{asympt} donné par (2), par $\frac{\bar{\gamma}}{\gamma_0}$ et nous obtenons au lieu de (2) :

$$(3) \qquad \eta_{asympt} = -2x\frac{\bar{\gamma}}{\gamma_0}\frac{\bar{\gamma}_{opt}}{k_0}.$$

En utilisant l'abaque de la figure 2 nous avons représenté dans la figure 3 $\eta_{asympt}\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}}$ en fonction de x pour différentes valeurs de $s_1 = \frac{\gamma_1}{\bar{\gamma}_{opt}}$. Au maximum on peut obtenir $\eta_{asympt}\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}} = 2,9$ pour $x = -1,46$. Pour l'exemple numérique donné (*voir* II), et si dans ce tube le guide ne possédait aucune atténuation, on aurait $\eta_{asympt} = 7,2$ % correspondant à une puissance utile de 0,84 W. Pour $s_1 = -0,8$ on peut s'attendre d'après la figure 3 à un rendement de 2,6 % et une puissance de 0,3 W au maximum. Mais ceci n'est obtenu qu'en s'écartant du maximum du gain pour petits signaux en augmentant la vitesse des électrons jusqu'à $x = -0,8$. En utilisant les conditions de régime correspondant au maximum du gain pour petits signaux le rendement d'après la figure 3 ne peut dépasser pour l'exemple numérique ci-dessus la valeur de 2,7 % pour $s_1 = 0$ et de 1,8 % pour $s_1 = -0,8$. Dans ces cas nous aurions des puissances utiles de 0,32 W, de 0,21 W respectivement.

Ce simple calcul ne nous permet pas de prédire si et dans quelles conditions ces valeurs peuvent être obtenues en réalité. Il ne nous donne que la limite supérieure du rendement, que nous avons appelée η_{asympt}.

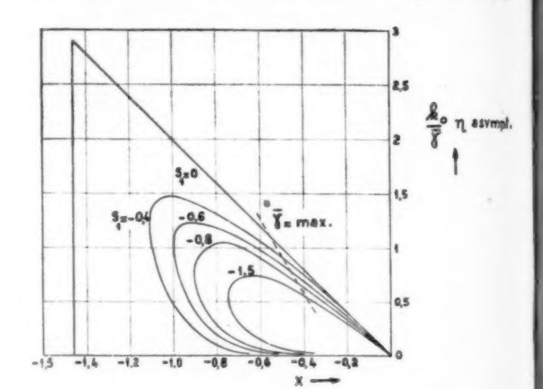


Fig. 3. — Rendement du T. P. O. dans le cas où toute l'énergie correspondant au surplus de vitesse des électrons par rapport à celle de l'onde amplifiée est transférée à l'onde.

Mais cette considération et la figure 3 nous indiquent déjà que très probablement les conditions de régime conduisant au maximum du gain ne seront pas identiques à celles du maximum de la puissance utile. Pour obtenir la puissance utile maximum il sera apparemment nécessaire de renoncer dans une certaine mesure au gain et d'augmenter la vitesse des électrons. La limite supérieure de la puissance utile est déterminée par l'impossibilité de l'application d'une vitesse des électrons trop élevée, une valeur de $y > 0$ n'existant que pour des valeurs limitées de $x < 0$ (entre $x = 0$ et $x = -0,92$ pour $s_1 = -0,8$).

V. Discussion qualitative de l'influence des non-linéarités des caractéristiques d'un tube électronique sur la puissance utile.

Nous verrons plus loin que, par suite de l'influence des non-linéarités des caractéristiques sur la puissance utile, le comportement du T. P. O. est assez

analogue à celui des tubes à comande de densité en fréquence plus basse. Pour cette comparaison il nous semble approprié de rappeler quelques faits relatifs à l'effet des caractéristiques non linéaires des tubes électroniques, considérations dont l'importance sera évidente dans les paragaphes VI à IX.

Nous considérons un amplificateur de puissance accordé. Le T. P. O. représente un tel amplificateur, mais sa bande passante est si élevée, que la charge n'est pas encore absolument nulle pour la deuxième harmonique.

Supposons que le courant alternatif d'un tube à commande de densité en fonction de la tension alternative efficace dans le plan de la grille $\left(V_{g\,\text{eff}} = V_g + \frac{V_p}{\mu}\right)$ soit donné par

$$(4a) \qquad J = a_1 V_{g\,\text{eff}} + a_2 V_{g\,\text{eff}}^2 + a_3 V_{g\,\text{eff}}^3 + \ldots.$$

Chargeons d'abord ce tube par une impédance qui ne possède une valeur non nulle R_1 que pour la fondamentale. $V_{g\,\text{eff}}$ ne contient pas alors d'harmoniques et par un calcul trigonométrique très simple il s'ensuit que les coefficients pairs a_2, a_4, etc. n'interviennent pas dans la puissance utile, celle-ci n'étant déterminée que par les coefficients impairs a_1, a_3, etc.

Admettons maintenant que l'impédance de charge soit finie aussi bien pour la fondamentale ω que pour la deuxième harmonique 2ω. Le terme $a_2 V_{g\,\text{eff}}^2$ devient alors l'origine d'une composante supplémentaire de la fondamentale, en raison du fait que $V_{g\,\text{eff}}$ contient $\cos 2\omega t$ et que

$$(\cos\omega t + \cos 2\omega t)^2 = \cos\omega t + \ldots.$$

Dans ce cas le coefficient a_2, et de même a_4, etc., intervient également dans la puissance utile et l'influence de a_2 sur celle-ci est d'autant plus grande que l'impédance de charge R_2 du deuxième harmonique est plus élevée.

Mais pour des valeurs données de R_1 et R_2 on peut représenter le courant alternatif ou la tension plaque alternative en fonction de la tension d'entrée V_g sous la forme

$$(4b) \qquad J = A_1 V_g + A_2 V_g^2 + A_3 V_g^3 + \ldots.$$

Dans un tel développement A_3 contient R_1, R_2 et également le coefficient a_2 de l'équation (4 a). Mais A_2 et tous les coefficients pairs n'ont pas d'influence sur l'amplitude et la puissance utile de la fondamentale. L'amplitude de celle-ci est donnée par

$$(5) \qquad J_1 = A_1 V_g + \frac{3}{4} A_3 V_g^3 + \ldots$$

et pour les amplitudes harmoniques on aura

$$J_2 = \frac{1}{2} A_2 V_g^2,$$

$$J_3 = \frac{1}{4} A_3 V_g^3;$$

donc

$$J_1 = A_1 V_g + 3 J_3.$$

Mais insistons sur le fait important que A_3 n'est pas seulement fonction de a_3 et de l'impédance de charge R_1 pour la fondamentale, mais également de a_2 et de la résistance de charge R_2 pour la deuxième harmonique.

Si l'on applique ces considérations au T. P. O., R_1 devient l'impédance de couplage pour la fondamentale, R_2 celle pour la deuxième harmonique. $\frac{R_2}{R_1}$ n'étant pas nul (*voir* le § II) il faut s'attendre à ce que a_2 et R_2 possèdent une certaine influence sur la puissance utile de la fondamentale. Cette influence sera d'autant plus petite que $\frac{R_2}{R_1}$ est plus petit et nulle pour $R_2 = 0$; si par exemple $\frac{R_2}{R_1} < 0{,}1$ (*voir le* § II), il est probable que R_2 n'interviendra dans la puissance de la fondamentale que comme une petite correction.

Cette considération qualitative, appliquée au T. P. O., nous montre d'autre part qu'on ne peut obtenir une approximation pour la puissance maximum de la fondamentale que par la troisième approximation, c'est-à-dire par le calcul de A_3, A_2 ne possédant aucune influence sur la puissance utile.

Soit

$$P_{s0} = \frac{A_1 V_g^2}{2} R_1,$$

la puissance utile de la fondamentale, qui serait cédée à la charge R_1 si la théorie linéaire était encore valable pour les grands signaux. Alors la puissance de sortie de la fondamentale P_{s1} est donnée par

$$(6) \qquad P_{s1} = P_{s0} + 3\frac{A_3}{A_1^3 R_1} P_{s0}^2 + \left(\frac{9}{4}\frac{A_3^2}{A_1^6 R_1^2} + 5\frac{A_5}{A_1^5 R_1^2}\right) P_{s0}^3 + \ldots.$$

Si nous ne connaissons que les coefficients A_1 et A_3 nous n'avons qu'une approximation jusqu'au terme quadratique en P_{s0}, le coefficient de P_{s0}^3 contenant en plus du terme proportionnel à A_3^2 un terme proportionnel à A_5. Il n'est pas justifié de regarder le terme $\frac{9}{4}\frac{A_3^2}{A_1^6 R_1^2}$ comme une approximation supérieure, fait qui sera important dans le calcul suivant.

$A_3 < 0$ correspond à une caractéristique dynamique du type 1 (*fig.* 4*a*), $A_3 > 0$ à une caractéristique du type 2 (*fig.* 4*a*). Pour $A_3 < 0$, nous obtenons

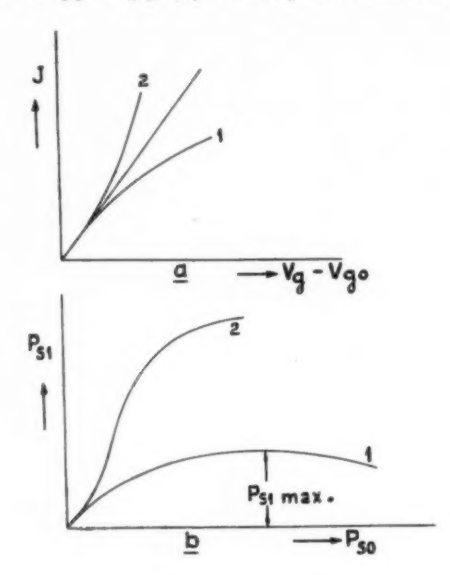


Fig. 4. — Relations entre la forme de caractéristiques non linéaires et la puissance utile de tubes électroniques.

pour $P_{s1} = f(P_{s0})$ la courbe 1, figure 4 *b*. Le maximum de cette courbe est obtenu par

$$P_{s0} = -\frac{A_1^2 R_1}{6 A_3} \tag{7a}$$

et a la valeur

$$P_{s1\,\max} = -\frac{A_1^2 R_1}{12 A_3}. \tag{7b}$$

Nous pouvons regarder cette dernière valeur comme la première approximation de la puissance utile maximum du tube pour $A_3 < 0$. Remarquons que le gain de puissance pour $P_{s1} = P_{s1\,\max}$ est la moitié de celui pour petits signaux.

Si $A_3 > 0$, P_{s1}, en fonction de P_{s0} est représenté par une courbe de caractère de la courbe 2 dans la figure 4*b*. Dans ce cas la connaissance de A_3 ne permet pas d'indiquer une approximation de la puissance utile maximum, celle-ci étant donnée par des termes d'ordre supérieur.

Dans le calcul sur le T. P. O. nous trouverons aussi bien des valeurs négatives que des valeurs positives pour les coefficients correspondant à A_3 de la formule 4*b*. Seulement pour $A_3 < 0$ notre troisième approximation conduit à des valeurs raisonnables pour $P_{s1\,\max}$, pour $A_3 > 0$ nous devons nous restreindre aux considérations données dans le paragraphe IV. Mais nous trouverons que dans ce cas l'équation (3) présente une approximation assez exacte.

Déjà ici nous pouvons donner des raisons physiques pour expliquer des valeurs positives et négatives de A_3 dans le T. P. O. Imaginons d'abord que le surplus de vitesse des électrons par rapport à celle de l'onde est petit, que ce surplus est ajusté, par exemple, de telle façon que le gain pour petits signaux devient approximativement maximum. Alors l'interaction entre l'onde et le faisceau est forte, les électrons sont freinés déjà à partir de l'entrée. L'énergie correspondant au surplus de vitesse est cédée après un parcours relativement court. Cela signifie que le courant dans le tube doit croître moins vite que proportionnellement au signal d'entrée; on aura donc $A_3 < 0$. Si pourtant le surplus de vitesse des électrons à l'entrée est très élevé, l'interaction entre le faisceau et l'onde reste petite au voisinage de l'entrée. Les électrons sont d'abord lentement freinés, et seulement après un certain parcours ils ont obtenu une vitesse favorable à l'interaction et au transfert d'énergie intense. Dans ce cas nous devons nous attendre à un gain croissant avec l'amplitude du signal d'entrée; on aura donc $A_3 > 0$. Cette considération qualitative est très bien vérifiée par le calcul suivant. $A_3 < 0$ est obtenu pour $-\rho$ petit et pour une interaction décroissant le long du parcours, tandis que $A_3 > 0$ est obtenu pour des valeurs élevées de $-\rho$ et une interaction croissant avec z.

VI. Calcul de la deuxième et de la troisième approximation du courant alternatif.

a. $z = f(\tau)$.

L'approximation d'ordre zéro pour $z = f(\tau)$ est celle de l'équation (I, 4).

$$z = v_0 \tau. \tag{8}$$

L'approximation d'ordre un est obtenue par l'équation (I, 8), qui prend la forme [1]

$$z = v_0 \tau + \frac{p}{k_0} (a + bj) e^{\bar{\gamma} v_0 \tau} e^{j\Phi}, \tag{9}$$

avec

$$p = \frac{E}{2 k_0 V_0} \left(\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{\text{opt}}} \right)^2,$$

$$\Phi = \omega t - \bar{k} v_0 \tau.$$

(1) Les raisons de la disparition des autres termes dans (I, 8) sont indiquées dans I.

Les approximations supérieures résultent du fait que τ et Φ sont fonctions de p. (9) est alors une équation non linéaire et complexe. Pour l'étude du comportement non linéaire le calcul complexe n'est appliquable que dans une mesure restreinte. Nous développons la partie réelle de z et obtenons pour celle-ci

$$(10)\qquad R_e(z) = v_0\tau + \frac{p}{k_0} e^{\bar{\gamma} v_0 \tau}(a\cos\Phi - b\sin\Phi),$$

avec

$$(11)\qquad a = \frac{y^2 - x^2}{(y^2 + x^2)^2}, \qquad b = -\frac{2xy}{(y^2 + x^2)^2},$$

$R_e(z)$ d'après (10) est introduit dans (I, 1)

$$\frac{m}{e}\frac{d^2 z}{d\tau^2} = E = E_0 e^{\bar{\gamma} z} e^{j\varphi},$$

avec

$$\varphi = \omega t - \bar{k} z,$$

et après développement en série il s'ensuit en tenant compte de $\bar{\gamma} \ll \bar{k}$

$$(12)\qquad \frac{m}{e}\frac{d^2 z}{d\tau^2} = E = E_0\Big[e^{\bar{\gamma} v_0 \tau + j\Phi} - j\frac{p}{2}(a - bj)e^{2\bar{\gamma} v_0 \tau} - j\frac{p}{2}(a + bj)e^{2\bar{\gamma} v_0 \tau + 2j\Phi}\Big].$$

L'intégration de cette équation nous conduit à l'approximation d'ordre deux pour $z = f(\tau)$

$$(13)\qquad z = v_0\tau + \frac{p}{k_0}(a + bj)e^{\bar{\gamma} v_0 \tau} e^{j\Phi} - j\frac{p^2}{8k_0}(a + bj)^2 e^{2\bar{\gamma} v_0 \tau} e^{j2\Phi} - j\frac{p^2}{8k_0 y^2}(a - bj)e^{2\bar{\gamma} v_0 \tau}.$$

avec la partie réelle

$$(13a)\qquad R_e(z) = v_0\tau + \frac{p}{k_0}(a\cos\Phi - b\sin\Phi)e^{\bar{\gamma} v_0 \tau} - \frac{p^2}{8k_0}\frac{b}{y^2}e^{2\bar{\gamma} v_0 \tau} + \frac{p^2}{8k_0}[2ab\cos 2\Phi + (a^2 - b^2)\sin 2\Phi]e^{2\bar{\gamma} v_0 \tau}.$$

Cette valeur de $R_e(z)$ est de nouveau introduite dans (I, 1). Il s'ensuit par développement en série

$$(14)\qquad \frac{m}{e}\frac{d^2 z}{d\tau^2} = E = E_0\Big[e^{\bar{\gamma} v_0 \tau + j\Phi} - j\frac{p}{2}(a - bj)e^{2\bar{\gamma} v_0 \tau} - j\frac{p}{2}(a + bj)e^{2\bar{\gamma} v_0 \tau + j2\Phi} + p^2 L e^{3\bar{\gamma} v_0 \tau + j\Phi} + p^2 M e^{3\bar{\gamma} v_0 \tau + j3\Phi} + p^2 N e^{3\bar{\gamma} v_0 \tau - j\Phi}\Big].$$

avec

$$L = -\frac{a^2 + b^2}{4} + j\frac{b}{8y^2},$$

$$M = -\frac{3}{16}(a + bj)^2,$$

$$N = -\frac{1}{16}(a^2 - b^2) - \frac{3}{8}jab.$$

L'approximation d'ordre trois de $z = f(\tau)$ est obtenue par l'intégration de (14), et l'on trouve

$$(14a)\qquad z = v_0\tau + \frac{p}{k_0}(a + bj)e^{\bar{\gamma} v_0 \tau + j\Phi} - j\frac{p^2}{8k_0}(a + bj)^2 e^{2\bar{\gamma} v_0 \tau + j2\Phi} - j\frac{p^2}{8k_0}\frac{(a - bj)}{y^2}e^{2\bar{\gamma} v_0 \tau} + \frac{p^3}{k_0}\frac{1}{(3y + jx)^2}L e^{3\bar{\gamma} v_0 \tau + j\Phi} + \frac{p^3}{9k_0}(a + bj)M e^{3\bar{\gamma} v_0 \tau + j3\Phi} + \frac{p^3}{k_0}\frac{1}{(3y - jx)^2}N e^{3\bar{\gamma} v_0 \tau - j\Phi}.$$

b. Le champ électromagnétique. — La relation $z = f(\tau)$ d'après (14*a*) est obtenue en partant de l'équation (I, 1), c'est-à-dire sous l'hypothèse d'un champ électrique sinusoïdal, qui ne contient pas d'harmoniques et dont l'amplitude est proportionnelle à E_0. On obtiendrait le courant alternatif en appliquant (I, 9)

$$J + i = J\left(\frac{dt_0}{dt}\right)_{z=\text{const.}}$$

Le courant continu qui s'ensuit de cette différentiation de (14*a*) est le courant de court-circuit. Mais si nous chargeons le tube, c'est-à-dire si les valeurs R_1, R_2, etc. sont finies, des champs électriques axiaux sont excités. L'hypothèse d'un champ purement sinusoïdal n'est sûrement pas justifiée. Mais, comme la tension de sortie d'un tube à commande de densité, le champ électrique du T. P. O. chargé ne peut contenir d'autres composantes que le courant de court-circuit. Dans le calcul suivant nous nous restreignons aux composantes

$$e^{\bar{\gamma} z + j\varphi}, \quad e^{2\bar{\gamma} z + j2\varphi}, \quad e^{3\bar{\gamma} z + j\varphi}.$$

Une composante continue proportionnelle à $e^{2\bar{\gamma} z + 0j\varphi}$ ne peut exister par suite de raisons physiques. Le calcul suivant montrera de plus qu'une variation du courant continu par le signal n'existe pas, c'est-à-dire que l'introduction d'une composante du champ continu n'est pas nécessaire. Par rapport au but de notre calcul des termes $e^{3\bar{\gamma} z + j3\varphi}$ et $e^{3\bar{\gamma} z - j\varphi}$ n'apportent pas une contribution à la troisième approximation étudiée par nous. Mentionnons que, dans le T. P. O., type à hélice, la valeur de R_3 pour la troisième

harmonique est de beaucoup inférieure à celle de R_1 pour la fondamentale et à celle de R_2 pour la deuxième harmonique. Cela signifie un couplage entre le courant et le champ électrique du troisième harmonique si lâche que ce champ peut être négligé. Le terme $e^{3z\bar{\gamma}-j\varphi}$ représente une onde se propageant dans la direction inverse de celle du faisceau électronique. L'interaction entre cette onde et le faisceau est négligeable en raison de la grande différence de vitesse.

Avec ces hypothèses il faut admettre un champ électrique sous la forme

$$(15)\qquad \frac{m}{e}\frac{\mathrm{d}^2 z}{\mathrm{d}\tau^2} = E = E_0\, e^{\bar{\gamma} z + j\varphi} + \vec{\mathcal{A}}_2\, p E_0\, e^{2\bar{\gamma} z + j2\varphi} + \vec{\mathcal{A}}_3\, p^2 E_0\, e^{3\bar{\gamma} z + j\varphi}.$$

$\vec{\mathcal{A}}_2$ et $\vec{\mathcal{A}}_3$ sont des grandeurs sans dimension, généralement complexes,

$$(16)\qquad \begin{cases} \vec{\mathcal{A}}_2 = A_2 + jB_2, \\ \vec{\mathcal{A}}_3 = A_3 + jB_3, \end{cases}$$

et inconnues pour le moment. Tout le calcul suivant a pour but de déterminer $\vec{\mathcal{A}}_2$ et $\vec{\mathcal{A}}_3$, car si nous connaissons ces grandeurs, d'après la formule (15) le gain non linéaire du T. P. O. est déterminé.

Pour obtenir $z = f(\tau)$ il faut intégrer (15), après l'introduction de (10) et il s'ensuit que $z = f(\tau)$, donné par (14) valeur que nous appelons z_0, doit alors être remplacé par

$$(17)\qquad z = z_0 + \frac{\vec{\mathcal{A}}_2 p^2}{4k_0}\,\frac{1}{(y+jx)^2}\,e^{2\bar{\gamma} v_0\tau + j2\Phi} + \frac{\vec{\mathcal{A}}_3 p^3}{k_0}\,\frac{1}{(3y+jx)^2}\,e^{3\bar{\tau} v_0\gamma + j\Phi} - \frac{\vec{\mathcal{A}}_2 p^3}{k_0}\,\frac{b+ja}{(3y+jx)^2}\,e^{3\bar{\gamma} v_0\tau + j\Phi}.$$

c. $\tau = f(z)$.

Les paragraphes *a* et *b* nous ont conduit à $z = f(\tau)$. Dans le calcul suivant nous avons besoin de $\tau = f(z)$. Partant de (14) et en tenant compte de (17) nous obtenons pour $\tau = f(z)$ l'équation réelle suivante :

$$(18)\qquad \begin{aligned} \tau = {} & \frac{z}{v_0} && \text{1}^{\text{re}}\ \text{approxim.} \\ & - \frac{p}{k_0 v_0}(a\cos\varphi - b\sin\varphi)\,e^{\bar{\gamma} z} && \text{2}^{\text{e}}\ \text{approxim.} \\ & \left.\begin{aligned} & + \frac{p^2}{8k_0 v_0}\left[\frac{b}{y^2} + 6ab\cos 2\varphi + (3a^2 - 3b^2)\sin 2\varphi\right] e^{2\bar{\gamma} z} \\ & - \frac{p^2}{4k_0 v_0}(A_2 a - B_2 b)\cos 2\varphi\, e^{2\bar{\gamma} z} \\ & + \frac{p^2}{4k_0 v_0}(A_2 b + B_2 a)\sin 2\varphi\, e^{2\bar{\gamma} z} \end{aligned}\right\} && \text{3}^{\text{e}}\ \text{approxim.} \end{aligned}$$

De même nous devons représenter $\Phi = \omega t - kv_0\tau$ en fonction de $\varphi = \omega t - \bar{k}z$ et nous obtenons d'après (18)

$$(19)\qquad \begin{aligned} \cos\Phi = {} & \cos\varphi - p\left(\frac{a}{2}\sin 2\varphi + \frac{b}{2}\cos 2\varphi - \frac{b}{2}\right) \\ & + p^2\left[\left(\frac{b}{8y^2} - \frac{1}{8}ab\right)\sin\varphi - \left(\frac{3}{16}a^2 + \frac{5}{16}b^2\right)\cos\varphi\right] \\ & + \frac{p^2}{8}\left[(A_2 a - B_2 b)\sin\varphi + (A_2 b + B_2 a)\cos\varphi\right], \end{aligned}$$

$$(20)\qquad \begin{aligned} \sin\Phi = {} & \sin\varphi + p\left(-\frac{b}{2}\sin 2\varphi + \frac{a}{2}\cos 2\varphi + \frac{a}{2}\right) \\ & - p^2\left[\left(\frac{5}{16}a^2 + \frac{3}{16}b^2\right)\sin\varphi + \left(\frac{b}{8y^2} + \frac{1}{8}ab\right)\cos\varphi\right] \\ & + \frac{p^2}{8}\left[-(A_2 b + B_2 a)\sin\varphi + (A_2 a - B_2 b)\cos\varphi\right], \end{aligned}$$

$$(21)\qquad \cos 2\Phi = \cos 2\varphi - p(a\sin\varphi - b\cos\varphi),$$

$$(22)\qquad \sin 2\Phi = \sin 2\varphi + p(a\cos\varphi + b\sin\varphi).$$

Par l'intermédiaire de ces relations nous pouvons ensuite remplacer $v_0\tau$, Φ et 2Φ par z, φ et 2φ respectivement.

d. $i = f(\tau)$.

Le courant alternatif $i = f(\tau)$ résulte de la différentiation de

$$(23)\qquad J + i = J\left(\frac{\mathrm{d}t_0}{\mathrm{d}t}\right)_{z=\text{const.}} = -J\,\frac{\dfrac{\partial z}{\partial t}}{\dfrac{\partial z}{\partial t_0}},$$

à faire, après l'introduction de $\tau = t - t_0$ dans les équations (14) et (17). Écrivons le courant sous la forme

$$(24)\qquad \frac{J+i}{J} = \frac{\left\{\begin{aligned} & 1 + \mathcal{C}'_1\cos\Phi + \mathcal{C}'_2\sin\Phi + \mathcal{C}'_3\cos 2\Phi \\ & \quad + \mathcal{C}'_4\sin 2\Phi + \mathcal{C}'_5 + \mathcal{C}'_6\cos\Phi + \mathcal{C}'_7\sin\Phi \end{aligned}\right\}}{\left\{\begin{aligned} & 1 + \mathcal{C}_1\cos\Phi + \mathcal{C}_2\sin\Phi + \mathcal{C}_3\cos 2\Phi \\ & \quad + \mathcal{C}_4\sin 2\Phi + \mathcal{C}_5 + \mathcal{C}_6\cos\Phi + \mathcal{C}_7\sin\Phi \end{aligned}\right\}}.$$

Dans (24) nous aurons

$$\begin{aligned} & \mathcal{C}'_1,\ \mathcal{C}_1,\ \mathcal{C}'_2,\ \mathcal{C}_2 && \text{proportionnels à} && p\,e^{\bar{\gamma} v_0\tau}, \\ & \mathcal{C}'_3,\ \mathcal{C}_3,\ \mathcal{C}'_4,\ \mathcal{C}_4,\ \mathcal{C}'_5,\ \mathcal{C}_5 && \text{»} && p^2 e^{2\bar{\gamma} v_0\tau}, \\ & \mathcal{C}'_6,\ \mathcal{C}_6,\ \mathcal{C}'_7,\ \mathcal{C}_7 && \text{»} && p^3 e^{3\bar{\gamma} v_0\tau}. \end{aligned}$$

La différentiation faite on obtient

$$
(25\,a)\quad
\left\{
\begin{aligned}
\mathcal{C}'_1 &= p\,\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}(-bx+ay)\,e^{\bar\gamma v_0\tau},\\
\mathcal{C}_1 &= p\left(\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}ay+b\right)e^{\bar\gamma v_0\tau},\\
\mathcal{C}'_2 &= p\,\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}(-by-ax)\,e^{\bar\gamma v_0\tau},\\
\mathcal{C}_2 &= p\left(-\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}by+a\right)e^{\bar\gamma v_0\tau},\\
\mathcal{C}'_3 &= \frac{p^2}{4}\,\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}[(a^2-b^2)x+2aby]\,e^{2\bar\gamma v_0\tau}+\frac{p^2}{2}\,\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}[A_2(ay-bx)-B_2(ax+by)]\,e^{2\bar\gamma v_0\tau},\\
\mathcal{C}_3 &= \frac{p^2}{4}\left[-(a^2-b^2)+2aby\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}\right]e^{2\bar\gamma v_0\tau}+\frac{p^2}{2}\left[A_2\left(ay\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}+b\right)+B_2\left(-by\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}+a\right)\right]e^{2\bar\gamma v_0\tau},\\
\mathcal{C}'_4 &= \frac{p^2}{4}\,\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}[(a^2-b^2)y-2abx]\,e^{2\bar\gamma v_0\tau}+\frac{p^2}{2}\,\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}[A_2(-by-ax)+B_2(-ay+bx)]\,e^{2\bar\gamma v_0\tau},\\
\mathcal{C}_4 &= \frac{p^2}{4}\left[(a^2-b^2)y\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}+2ab\right]e^{2\bar\gamma v_0\tau}+\frac{p^2}{2}\left[A_2\left(a-by\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}\right)-B_2\left(ay\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}+b\right)\right]e^{2\bar\gamma v_0\tau}.
\end{aligned}
\right.
$$

En raison de l'hypothèse faite $\bar\gamma_{\text{opt}} < k_0$, nous aurons $\mathcal{C}'_1$, négligeable devant $\mathcal{C}_1$, $\mathcal{C}'_2$, $\mathcal{C}'_3$, $\mathcal{C}'_4$ négligeables devant $\mathcal{C}_2$, $\mathcal{C}_3$, $\mathcal{C}_4$ respectivement.

$\mathcal{C}'_6$, $\mathcal{C}_6$, $\mathcal{C}'_7$ et $\mathcal{C}_7$ n'interviennent que linéairement dans i, ce qui nous permet de les écrire sous la forme complexe

(25 b)

$$
\mathcal{C}'_6 = \frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}R_e\left\{\frac{p^3L+p^3\vec{\mathfrak{A}}_3-p^3\vec{\mathfrak{A}}_2(b+aj)}{3y+jx}\right\}e^{3\bar\gamma v_0\tau},
$$

$$
\mathcal{C}_6 = -\;R_e\left\{\frac{\left\{\begin{array}{l}\left[p^3L+p^3\vec{\mathfrak{A}}_3+p^3\vec{\mathfrak{A}}_2(b+aj)\right]\\ \quad\times\left[j-(3y+jx)\dfrac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}\right]\end{array}\right\}}{(3y+jx)^2}\right\}e^{3\bar\gamma v_0\tau}.
$$

$$
\mathcal{C}'_7 = -\frac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}J_m\left\{\frac{p^3L+p^3\vec{\mathfrak{A}}_3-p^3\vec{\mathfrak{A}}_2(b+aj)}{3y+jx}\right\}e^{3\bar\gamma v_0\tau},
$$

$$
\mathcal{C}_7 = +\;J_m\left\{\frac{\left\{\begin{array}{l}\left[p^3L+p^3\vec{\mathfrak{A}}_3+p^3\vec{\mathfrak{A}}_2(b+aj)\right]\\ \quad\times\left[j-(3y+jx)\dfrac{\bar\gamma_{\text{opt}}}{k_0}\right]\end{array}\right\}}{(3y+jx)^2}\right\}e^{3\bar\gamma v_0\tau}.
$$

Avec les équations (24 et 25) nous avons obtenu l'équation pour le courant électronique pour une valeur donnée du temps de transit τ. Nous devons connaître le courant pour $z=$ const.

e. $i=f(z)$.

Pour obtenir $i=f(z)$ nous appliquons (18 à 22) et nous remplaçons $v_0\tau$ par z, Φ par φ d'après ces relations. Il s'ensuit une expression qui a la forme

$$
(26)\quad 1+\frac{i}{J}=\frac{1}{\left\{\begin{array}{l}1+D_1\cos\varphi+D_2\sin\varphi+D_3\cos2\varphi\\ \quad+D_4\sin2\varphi+D_5+D_6\cos\varphi+D_7\sin\varphi\end{array}\right\}},
$$

$$
\begin{aligned}
(26\,a)\quad 1+\frac{i}{J} &= \frac{1}{1+pS_1+p^2S_2+p^3S_3}\\
&= 1-pS_1+p^2(S_1^2-S_2)\\
&\qquad+p^3(-S_1^3+2S_1S_2-S_3),
\end{aligned}
$$

développement fait en tenant compte de ce que

$$
\begin{aligned}
|D_1\cos\varphi+D_2\sin\varphi| &= |pS_1|<1,\\
|D_3\cos2\varphi+D_4\sin2\varphi+D_5| &= |p^2S_2|<|pS_1|,\\
|D_6\cos\varphi+D_7\sin\varphi| &= |p^3S_3|<|p^2S_2|.
\end{aligned}
$$

Dans ce calcul nous trouvons que deux termes, présentant une composante continue de i s'annulent exactement. C'est la justification mathématique du fait qu'un champ électrique de la forme $e^{2\bar\gamma z+0j\varphi}$ n'a pas été introduit dans (15), fait dont la justification physique a été déjà donnée ci-dessus. En arrangeant l'équation d'après les puissances croissantes de p on trouve, tous calculs faits,

$$
\begin{aligned}
(27)\qquad 1+\frac{i}{J} &= 1+p\,(E_1\cos\varphi+E_2\sin\varphi)\,e^{\bar\gamma z}\\
&\quad+p^2(E_3\cos2\varphi+E_4\sin2\varphi)\,e^{2\bar\gamma z},\\
&\quad+p^3(E_5\cos\varphi+E_6\sin\varphi)\,e^{3\bar\gamma z},
\end{aligned}
$$

avec

$$(28)\quad \begin{cases} E_1 = -b, \qquad E_2 = -a, \\ E_3 = -\frac{1}{2}(A_2 b + B_2 a) - \frac{3}{4}(a^2 - b^2), \\ E_4 = -\frac{1}{2}(A_2 a - B_2 b) + \frac{3}{2} ab, \\ E_5 = -(B_3 c + A_3 d) + \frac{b(a-c)}{8y^2} \\ \qquad + (a^2 + b^2)\left(\frac{b}{16} + \frac{d}{4}\right) \\ \qquad - A_2\left(\frac{a^2+b^2}{8} + ac + bd\right) - B_2(bc - ad), \\ E_6 = +(B_3 d - A_3 c) - \frac{b(b-d)}{8y^2} \\ \qquad + (a^2 + b^2)\left(\frac{a}{16} + \frac{c}{4}\right) \\ \qquad - A_2(bc - ad) + B_2\left(\frac{a^2+b^2}{8} + ac + bd\right). \end{cases}$$

Nous avons posé dans (28)

$$(29)\qquad c = \frac{9y^2 - x^2}{(9y^2 + x^2)^2}, \qquad d = -\frac{6xy}{(9y^2 + x^2)^2}.$$

Si les valeurs de A_2, B_2, A_3 et B_3 sont connues, (27 et (28) nous décrivent la troisième approximation du courant dans le T. P. O., c'est-à-dire le courant jusqu'au terme $E_0^3 e^{3\bar{\gamma} z + j\varphi}$.

Dans les termes E_1 et E_2 de (28) nous reconnaissons ceux de la théorie pour petits signaux d'après (I, 14) et (I, 15). E_3 et E_4 sont les composantes wattées et déwattées du deuxième harmonique contenant A_2 et B_2. E_5 et E_6, proportionneles à E_0^3 décrivent la déviation de l'amplitude fondamentale à partir de la proportionnalité à E_0. Remarquons que E_5 et E_6 ne contiennent pas seulement A_3 et B_3 mais également A_2 et B_2. A_2 et B_2 apparaissent apparemment par suite du fait que le temps de transit des électrons est influencé par l'intensité du champ électrique du deuxième harmonique, disparaissant pour $R_2 = 0$.

VII. **Bilan de puissance**.

Contrairement à la méthode appliquée dans (I) le bilan de puissance est fait ici par le calcul complexe, d'application essentiellement plus simple pour la présente étude.

Écrivons (27) dans la forme complexe

$$(30)\quad \frac{i}{J} = p\,(E_1 - jE_2)\,e^{\bar{\gamma} z + j\varphi} + p^2(E_3 - jE_4)\,e^{2\bar{\gamma} z + j2\varphi} + p^3(E_5 - jE_6)\,e^{3\bar{\gamma} z + j\varphi}.$$

La puissance dP, cédée du faisceau électronique le long du parcours dz est généralement déterminée par

$$(31)\qquad -(\mathrm{d}P + \mathrm{d}P_1) = \frac{2\frac{\partial E}{\partial z}\,\mathrm{d}z\,E^*}{R} = -\frac{iE^*\,\mathrm{d}z}{2} - dP_1,$$

dP_1 étant la puissance dissipée par la ligne de retard. Il s'ensuit donc

$$(32)\qquad -i = \frac{2\left(\frac{\partial E}{\partial z} - \beta E\right)}{R}.$$

a. Première approximation. — La première approximation ne présente que la répétition du bilan de puissance fait dans (I), mais ici par le calcul complexe. Nous appliquons (32) à $(E_1 - jE_2)$. Nous obtenons

$$(33)\qquad -J(E_1 - jE_2)p = \frac{2(\Gamma - \beta_1)}{R_1} E_0,$$

E_1 et E_2 étant donnés par (28). Ce sont deux équations linéaires, déterminant $\bar{\gamma}$ et $\Delta k = \bar{k} - k$, et nous obtenons

$$(34)\qquad y - s_1 = \frac{8}{3^{\frac{3}{2}}} b,$$

$$(35)\qquad \frac{\Delta k}{\bar{\gamma}_{opt}} = \frac{8}{3^{\frac{3}{2}}} a,$$

correspondant à (I, 24 et I, 25). Remarquons encore une fois que $\bar{\gamma} - \gamma = (y - s_1)\bar{\gamma}_{opt}$ représente la variation de la partie réelle et Δk celle de la partie imaginaire de la constante de propagation de l'onde pour petits signaux par suite de l'existence du faisceau électronique.

b. Deuxième approximation. — Le même procédé que ci-dessus, appliqué à $E_3 - jE_4$ et au deuxième terme de (15), nous conduit à

$$(36)\qquad -J(E_3 - jE_4)p = \frac{4(\Gamma - \beta_2)}{R_2} \vec{\mathfrak{a}}_2 E_0.$$

Dans (36) nous avons introduit $2\beta_2$ égale à la constante complexe de propagation du deuxième harmonique de l'onde libre. Dans le T. P. O. type à hélice, la partie imaginaire $2k_2$ de cette constante de propagation est le double de celle de la fondamentale, c'est-à-dire que nous aurons $\Delta k_2 = \Delta k$ [1]. L'atténuation du deuxième harmonique de l'onde libre étant $2\gamma_2$, nous aurons donc $2\gamma_2 = \sqrt{2}\gamma_1$, $\gamma_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}\gamma_1$ (36) représente deux équations réelles pour E_3 et E_4,

---

(1) Nous voulons mentionner que cette considération n'est valable que pour une ligne de retard sans dispersion. Pour une ligne avec dispersion sensible de la vitesse de propagation, on aura à introduire une valeur complexe de R.

contenant A_2 et B_2. Nous obtenons après l'introduction de E_3 et E_4 d'après (28)

$$(37)\quad (y-s_2)A_2+\frac{\Delta k}{\overline{\gamma}_{opt}}B_2=\frac{R_2}{R_1}\frac{4}{3^{\frac{3}{2}}}\left[\frac{A_2b+B_2a}{2}+\frac{3}{4}(a^2-b^2)\right]$$

$$(38)\quad -\frac{\Delta k}{\overline{\gamma}_{opt}}A_2+(y-s_2)B_2=\frac{R_2}{R_1}\frac{4}{3^{\frac{3}{2}}}\left[-\frac{A_2a-B_2b}{2}+\frac{3}{2}ab\right].$$

$R_2(\Omega : \mathrm{cm}^2)$ est l'impédance de couplage pour le deuxième harmonique, $s_2=\frac{2\gamma_2}{\overline{\gamma}_{opt}}$ l'atténuation normalisée pour cette onde.

(37) et (38) sont deux équations qui nous permettent de calculer A_2 et B_2

$$(39)\quad A_2=\frac{3}{8}\frac{R_2}{R_1}\frac{[a^2-b^2]\left[b\left(1-\frac{R_2}{4R_1}\right)+\frac{(s_1-s_2)3^{\frac{3}{2}}}{8}\right]-2a^2b\left(1-\frac{R_2}{4R_1}\right)}{a^2\left(1-\frac{R_2}{4R_1}\right)^2+\left[b\left(1-\frac{R_2}{4R_1}\right)+\frac{(s_1-s_2)3^{\frac{3}{2}}}{8}\right]^2},$$

$$(40)\quad B_2=\frac{3}{8}\frac{R_2}{R_1}\frac{[a^2-b^2]\left[a\left(1-\frac{R_2}{4R_1}\right)\right]+2ab\left[\left(1-\frac{R_2}{4R_1}\right)b+\frac{(s_1-s_2)3^{\frac{3}{2}}}{8}\right]}{a^2\left(1-\frac{R_2}{4R_1}\right)^2+\left[b\left(1-\frac{R_2}{4R_1}\right)+\frac{(s_1-s_2)3^{\frac{3}{2}}}{8}\right]^2}.$$

Avec ces deux équations nous avons obtenu l'amplitude du deuxième harmonique, car d'après la définition [*voir* (15)] celle-ci est donnée par

$$(41)\quad \begin{cases} E_{2h} = E_0\, e^{\overline{\gamma}_2 z}p(A_2+jB_2), \\ |E_{2h}| = E_0 p\, e^{\overline{\gamma}_2 z}\sqrt{A_2^2+B_2^2}. \end{cases}$$

p étant proportionnel à E_0, E_{2h} est proportionnel à E_0^2. Nous voyons que, pour $R_2=0$, A_2 et B_2 donc E_{2h} s'annule, fait bien compréhensible au point de vue physique. Dans le T. P. O., type à hélice, nous avons normalement $\frac{R_2}{R_1}<1$ $\left(\text{dans l'exemple numérique ci-dessus } \frac{R_2}{R_1}\simeq\frac{1}{15}\right)$, et nous pouvons obtenir une approximation de (39) et (40) de la forme

$$(42)\quad A_2=-\frac{3}{8}\frac{R_2}{R_1}\frac{b(a^2+b^2)-\frac{3^{\frac{3}{2}}}{8}(s_1-s_2)(a^2-b^2)}{a^2+\left[b+\frac{3^{\frac{3}{2}}}{8}(s_1-s_2)\right]^2},$$

$$(43)\quad B_2=\frac{3}{8}\frac{R_2}{R_1}\frac{a\left[a^2+b^2+2\frac{3^{\frac{3}{2}}}{8}b(s_1-s_2)\right]}{a^2+\left[b+\frac{3^{\frac{3}{2}}}{8}(s_1-s_2)\right]^2}.$$

Des conclusions seront tirées de ces équations dans le paragraphe VIII.

c. *Troisième approximation.* — Nous appliquons (31) et (32) et nous obtenons de la même manière que ci-dessus pour les termes nonlinéaires de la fondamentale

$$(44)\quad -J(E_5-jE_6)p=\frac{2(2\overline{\gamma}+\Gamma-\beta_1)}{R_1}\vec{\mathfrak{A}}_3E_0.$$

En introduisant E_5 et E_6 d'après (28) on obtient deux équations linéaires contenant A_3 et B_3 et de plus A_2 et B_2 :

$$(45)\quad -(3y-s_1)A_3-\frac{\Delta k}{\overline{\gamma}_{opt}}B_3$$
$$=\frac{8}{3^{\frac{3}{2}}}\left[-(B_3c+A_3d)+\frac{b(a-c)}{8y^2}\right.$$
$$+(a^2+b^2)\left(\frac{b}{16}+\frac{d}{4}\right)$$
$$\left.-A_2\left(\frac{a^2+b^2}{8}+ac+bd\right)-B_2(bc-ad)\right],$$

$$(46)\quad (3y-s_1)B_3-\frac{\Delta k}{\overline{\gamma}_{opt}}A_3$$
$$=\frac{8}{3^{\frac{3}{2}}}\left[(B_3d-A_3c)-\frac{b(b-d)}{8y^2}\right.$$
$$+(a^2+b^2)\left(\frac{a}{16}+\frac{c}{4}\right)$$
$$\left.-A_2(bc-ad)+B_2\left(\frac{a^2+b^2}{8}+ac+bd\right)\right].$$

Ce sont deux équations qui nous permettent de déterminer $\vec{\mathfrak{A}}_3=A_3+jB_3$ et il s'ensuit,

$$(47)\quad A_3=-\frac{(a-c)\theta_2+\left(3b-d+\frac{3^{\frac{3}{2}}}{4}s_1\right)\theta_1}{(a-c)^2+\left(3b-d+\frac{3^{\frac{3}{2}}}{4}s_1\right)^2},$$

$$(48)\quad B_3=-\frac{(a-c)\theta_1-\left(3b-d+\frac{3^{\frac{3}{2}}}{4}s_1\right)\theta_2}{(a-c)^2+\left(3b-d+\frac{3^{\frac{3}{2}}}{4}s_1\right)^2},$$

avec

$$(49)\qquad \theta_1 = -\frac{b(a-c)}{8y^2} + (a^2+b^2)\left(\frac{b}{16}+\frac{d}{4}\right) - A_2\left(\frac{a^2+b^2}{8}+ac+bd\right) - B_2(bc-ad),$$

$$(50)\qquad \theta_2 = -\frac{b(b-d)}{8y^2} + (a^2+b^2)\left(\frac{a}{16}+\frac{c}{4}\right) - A_2(bc-ad) + B_2\left(\frac{a^2+b^2}{8}+ac+bd\right).$$

Nous avons donc obtenu avec les équations (47) à (50) le premier terme non linéaire de la fondamentale, le terme proportionnel à E_0^3, p^3 respectivement. Après avoir déterminé A_2 et B_2 d'après (42) et (43) nous pouvons introduire les valeurs de A_2 et B_2 dans (49) et (50) et l'on aura A_3 et B_3 d'après (47) et (48).

Le champ électrique de la fondamentale est donné par la définition [*voir* (15)] :

$$(51)\qquad E = E_0\, e^{\bar{\gamma} z + j\varphi}\left[1 + p^2(A_3 + jB_3)\, e^{2\bar{\gamma} z}\right],$$

avec l'amplitude

$$(52)\qquad |E| = E_0\sqrt{(1 + A_3 p^2 e^{2\bar{\gamma} z})^2 + p^4 B_3^2\, e^{4\bar{\gamma} z}}.$$

VIII. Discussion de la puissance de sortie du deuxième harmonique.

D'après (41) la puissance de sortie du deuxième harmonique est déterminée par

$$(53)\qquad P_{s2} = \frac{E_2^2 h}{2R_2} = (A_2^2 + B_2^2)\frac{R_1^2}{2R_2}\,\frac{k_0^2}{V_0^2\,\bar{\gamma}_{opt}^3}\,P_{s0}^2 = \frac{16}{3^{\frac{3}{2}}}(A_2^2+B_2^2)\frac{R_1}{R_2}\,\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}}\,\frac{P_{s0}^2}{P_c},$$

P_{s0} est la puissance de sortie de la fondamentale qu'on obtiendrait si la théorie linéaire était valable pour les grands signaux, P_c est la puissance appliquée. Nous obtenons P_{s2} en watt en mesurant les autres grandeurs en V, A, cm.

Remarquons d'abord que (53) ne contient pas explicitement la longueur l du tube, P_{s2}, pour P_{s0} étant donné, est donc indépendant de l. Mais l intervient dans la puissance d'entrée nécessaire pour obtenir P_{s0}.

Dans (42) et (43) le terme contenant $(s_1 - s_2)$ déterminé par l'atténuation de l'hélice est normalement négligeable devant les autres termes et nous obtenons l'approximation

$$(54)\qquad A_2 \simeq -\frac{3}{8}\frac{R_2}{R_1}b,\qquad B_2 \simeq \frac{3}{8}\frac{R_2}{R_1}a,$$

et donc

$$(55)\qquad P_{s2} = \frac{16.9}{3^{\frac{3}{2}}.64}(a^2+b^2)\frac{R_2}{R_1}\,\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}}\,\frac{P_{s0}^2}{P_c} = \frac{1}{4}\sqrt{3}(a^2+b^2)\frac{R_2}{R_1}\,\frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}}\,\frac{P_{s0}^2}{P_c}.$$

Dans la figure 5 nous avons tracé $a^2 + b^2$ en fonction de u pour trois valeurs de l'atténuation normalisée s_1 de l'onde libre. Ces courbes nous permettent donc de calculer la puissance du deuxième harmonique P_{s2} avec une approximation valable aussi longtemps que les termes supérieurs (proportionnels à P_{s0}^4, P_{s0}^6, etc.) sont encore négligeables. D'après la figure 5, P_{s2} croît essentiellement si $|u|$ croît. Ce fait est bien compréhensible du point

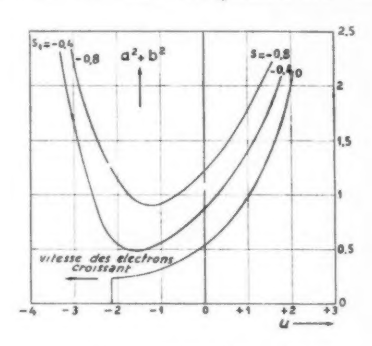


Fig. 5. — Facteur $(a^2 + b^2)$ déterminant la puissance du deuxième harmonique du T.P.O.

de vue physique. $u > 0$ correspond à un petit surplus de vitesse des électrons par rapport à celle de l'onde forcée. Alors les électrons sont déjà fortement freinés pour les petits signaux, et, par conséquent, les phénomènes non linéaires sont plus prononcés comparativement aux phénomènes dans le cas d'un surplus plus élevé de vitesse des électrons. Pour une ligne de transmission (hélice) sans atténuation, l'interaction entre l'onde et le faisceau, et donc l'harmonique n'existent plus pour $-u > 2{,}2$ environ. Mais pour $s_1 < 0$ le deuxième harmonique est encore excité pour des valeurs de $-u > 2{,}2$ [1].

Pour l'exemple numérique indiqué dans le paragraphe II nous aurons pour $u = 0$ par exemple.

$$P_{s2} \simeq 1{,}4\,\frac{P_{s0}^2}{P_c}.$$

---

[1] Ce fait correspond au comportement du tube, par rapport à l'excitation de la fondamentale. Dans I, p. 238, nous avons indiqué que, par l'introduction d'une atténuation $s_1 < 0$, il est possible d'exciter la fondamentale faiblement amplifiée pour des valeurs de u pour lesquelles celle-ci n'existe pas dans le cas $s_1 = 0$.

Pour $P_{s0} = 0{,}1$ W la puissance du deuxième harmonique sera à peu près 1 mW. Pour des valeurs élevées de u la puissance P_{s2} croît essentiellement mais alors une valeur déterminée de P_{s0} exige une puissance de commande qui croît aussi fortement. Cet exemple numérique nous indique qu'une application du T. P. O. au doublage de fréquence n'aura pas une grande importance en pratique.

Mais le calcul du terme quadratique possède un certain intérêt pour une application éventuelle comme tube mélangeur. Un terme quadratique du courant électronique indique généralement que, en raison de la non linéarité des caractéristiques du tube, le courant électronique contient la somme et la différence de deux fréquences dont les tensions sont appliquées à l'entrée du tube. On peut donc utiliser le T. P. O. comme tube mélangeur, par exemple en appliquant aussi bien le signal que la tension de l'oscillateur local à l'entrée. Le courant électronique de la fréquence moyenne est capté par le collecteur se trouvant derrière la sortie de l'hélice et traverse le circuit de moyenne fréquence connecté à ce collecteur. Le rendement de mélange [1] du T. P. O. peut être rendu essentiellement supérieur à celui du deuxième harmonique. En effet, le rendement du deuxième harmonique est en particulier déterminé par la petite valeur de R_2, tandis que dans le phénomène de mélange il s'agit de deux fréquences (celle du signal et celle de l'oscillateur local) qui normalement sont très voisines l'une de l'autre et le couplage (les valeurs de R) des ondes correspondantes au faisceau est beaucoup plus grand que celui du deuxième harmonique. En raison de l'absence d'un effet de redressement, c'est-à-dire d'un rendement de mélange pour une moyenne fréquence $\omega_m = 0$ on peut déjà prévoir que l'amplitude de la moyenne fréquence doit croître avec la pulsation de celle-ci. L'étude du comportement du T. P. O. comme tube mélangeur fera l'objet d'une autre partie de notre publication.

IX. **La puissance de sortie de la fondamentale.**

D'après (52) nous obtenons comme approximation pour la puissance utile de la fondamentale

$$(56)\qquad P_{s1} = \frac{E^2}{2R_1} = P_{s0}\left[\left(1 + p^2 A_3 e^{2\bar{\gamma}z}\right)^2 + p^4 B_3^2 e^{4\bar{\gamma}z}\right],$$

ou en introduisant dans les termes entre parenthèses

$$P_{s0} = \frac{E_0^2}{2R_1} e^{2\bar{\gamma}z},$$

et l'expression pour p d'après II

$$(57)\qquad P_{s1} = P_{s0} + \underbrace{\frac{32}{3^{\frac{3}{2}}}}_{6.2} A_3 \frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}} \frac{P_{s0}^2}{P_c} + \underbrace{\frac{32^2}{4.3^3}}_{9.5} (A_3^2 + B_3^2) \frac{k_0^2}{\bar{\gamma}_{opt}^2} \frac{P_{s0}^3}{P_c^2}.$$

A_3 et B_3 sont donnés par (47) à (50). En ce qui concerne le terme proportionnel à P_{s0}^3, comme déduit dans le paragraphe V, ce terme ne présente qu'une partie du coefficient proportionnel à P_{s0}^3, auquel un membre proportionnel à A_5 doit encore être ajouté. Comme nous l'avons indiqué l'équation (57) ne peut servir à déterminer une approximation pour P_{s1} que dans le cas $A_3 < 0$.

Comme mentionné également par rapport à la puissance du deuxième harmonique (*voir* § VI), la puissance utile de la fondamentale ne dépend pas de la longueur l du tube pour P_{s0} donné. Avec l croissant on n'obtient qu'une diminution de la puissance de commande nécessaire.

Le calcul numérique de A_3 et B_3 et la représentation de ceux-ci en fonction de x ou de u sont possibles d'après (47) à (50). Mais ce calcul numérique est si long que nous avons cru l'exécuter seulement pour un tube avec les performances de l'exemple indiqué dans le paragraphe II. De plus A_3 et B_3 contiennent d'autre part A_2 et B_2 [*voir* (49) et (50)]. Comme nous l'avons discuté dans le paragraphe V, $\vec{\mathfrak{a}}_3$ n'est pas seulement déterminé par R_1 mais par R_2 également. En introduisant les valeurs de A_2 et B_2 d'après (42) et (43) ou (54), on constate que pour de petites valeurs de $\frac{R_2}{R_1}$ l'erreur commise en négligeant A_2 et B_2 est très petite. Pour l'exemple numérique du paragraphe II cette erreur est du même ordre de grandeur que celle commise dans les calculs à la règle. Dans la figure 6 nous avons tracé A_3 et B_3 en fonction de x en admettant $\frac{R_2}{R_1} = 0$. Nous voyons que A_3 est négatif entre $x = 0$ et $x = -0{,}84$, $x = -0{,}92$ étant la valeur la plus négative qui existe. Au delà de $x = -0{,}84$, A_3 devient positif et atteint tout de suite des valeurs très élevées. La courbe pour $A_3^2 + B_3^2$ en fonction de x est également tracée dans la figure 6; comme discuté dans le paragraphe IV, ce coefficient, déterminant un des termes proportionnels à P_{s0}^3, est de moindre importance. D'après le paragraphe II le facteur $\frac{32}{3^{\frac{3}{2}}} \frac{k_0}{\bar{\gamma}_{opt}} \frac{1}{P_c}$ prend la valeur de 21 W^{-1}. Il s'ensuit pour la puissance utile dans le cas de notre exemple numérique en nous restreignant

[1] On comprend par rendement de mélange le rapport entre la puissance de moyenne fréquence et la puissance de signal à l'entrée.

aux termes jusqu'à P_{s0}^2 dans (57)

$$P_{s1} = P_{s0} + 21\,A_3 P_{s0}^2, \tag{58}$$

avec le maximum de

$$P_{s1\,\max} = -\frac{0,012}{A_3}, \tag{59}$$

pour

$$P_{s0} = -\frac{0,024}{A_3} \tag{60}$$

(P_{s0} et P_{s1} en W). Le maximum du gain pour $s_1 = -0,8$ est obtenu pour $x = -0,46$, $u = +0,5$ avec la valeur correspondante de $A_3 = -0,066$. Il s'ensuit $P_{s1\max} = 0,18$ W pour $P_{s0} = 0,36$ W.

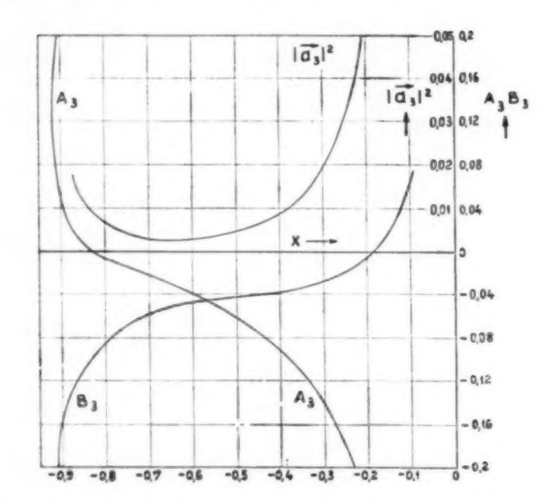


Fig. 6. — Les coefficients A_3 et B_3 pour l'exemple numérique donné en II.

Nous avons calculé pour cette valeur de x l'influence de A_2 et B_2 aussi bien que celle d'une variation de l'atténuation s_1 de la ligne de transmission sur A_3 et donc sur la puissance utile maximum. Pour les valeurs de A_2 et B_2 d'après (54) et pour $s_1 = 0$ la valeur de A_3 ne subit qu'une modification inférieure à 10 %.

Dans la figure 7 nous avons tracé P_{s1} en fonction de P_{s0} pour différentes valeurs de x dans le domaine de $A_3 < 0$ (en utilisant toujours les valeurs numériques indiquées dans le § II). Pour ces valeurs de x nous avons également donné dans la figure 7 les valeurs de P_{asympt} déduites des considérations de paragraphe IV et tirées de la figure3. Nous constatons que $P_{s1\,\max}$ d'après (59) pour des valeurs négatives de A_3 est inférieur à $P_{s1\,\text{asympt}}$, tandis que pour $A_3 \to 0$ et pour $A_3 > 0$ nous aurons naturellement $P_{s1\,\max}$ d'après (59) supérieur à P_{asympt}.

Les courbes en pointillé de la figure 7 représentent P_{s1} en tenant compte du membre proportionnel à P_{s0}^2.

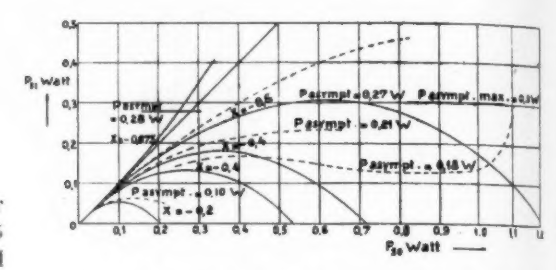


Fig. 7. — Puissance utile de la fondamentale du T. P. O. en fonction de la puissance calculée d'après la théorie linéaire pour l'exemple numérique indiqué dans le paragraphe II.

Dans le paragraphe V nous avons indiqué l'importance très restreinte de ces courbes.

Dans la figure 8, nous avons comparé les valeurs de P_{asympt} et celles de $P_{s1\,\max}$ d'après (59) correspondant à la troisième approximation du courant et du champ.

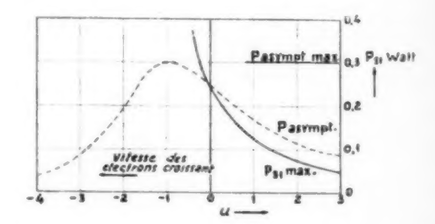


Fig. 8. — Comparaison de deux approximations pour la puissance utile de la fondamentale du T. P. O.

Pour $A_3 < 0$ (ce qui correspond à peu près à $u > 0$), nous avons donc délimité par deux courbes la puissance utile maximum de la fondamentale; celle-ci doit être supérieure à la valeur déduite de (59) car, pour $A_3 < 0$ nous devons nous attendre à $A_5 > 0$, et cette puissance doit être en tous cas inférieure à P_{asympt} d'après les considérations énergétiques du paragraphe IV. Pour $A_3 > 0$ ($u < 0$ environ) on doit supposer d'après la figure 7 que la puissance utile maximum aura approximativement la valeur de P_{asympt}.

Remarquons encore que d'après la figure 8 la puissance utile maximum dans le cas où l'on ajuste le gain à sa valeur maximum ($u \simeq +0,5$) est environ les deux tiers de celle qu'on peut atteindre dans les conditions les plus favorables ($u \simeq -1$, surplus accru de vitesse des électrons, par rapport à celle de l'onde).

X. La puissance de commande pour grands signaux.

A priori il semble justifié d'admettre que la puissance de commande ne sera pas sensiblement influencée par les phénomènes non linéaires du tube. Mais d'après (15), le champ électrique pour $z = 0$ est encore déterminé par $\vec{\mathfrak{A}}_2$ et $\vec{\mathfrak{A}}_3$, c'est-à-dire que la puissance de commande n'est pas absolument indépendante de ces grandeurs qui décrivent les effets non linéaires.

Pour obtenir les conditions initiales et par suite calculer la puissance d'entrée nous devons considérer l'ensemble des trois ondes se propageant vers $+z$ (*voir* J. R. Pierce [3], J. Bernier [4]). Jusqu'ici nous n'avons appliqué que les valeurs normalisées x et y pour l'onde amplifiée qui désormais seront appelées x_1 et y_1. L'abaque de la figure 2 nous indique également les valeurs x_2, x_3, y_2 et y_3 pour les deux autres ondes dans la même direction de propagation que le faisceau électronique. On en déduit les valeurs correspondantes de a_i, b_i, c_i, d_i, $\vec{\mathfrak{A}}_{2i}$, $\vec{\mathfrak{A}}_{3i}$, l'indice i ayant toujours les mêmes valeurs 1 à 3. Remarquons que la normalisation de toutes ces grandeurs est toujours rapportée à k_0 et à γ_{opt} de l'onde amplifiée d'après (I, 34).

A l'entrée nous aurons les trois conditions suivantes :

a. La somme vectorielle des champs des trois ondes est égale au champ d'entrée E_e engendré par le générateur. Nous posons :

$$p_e = \frac{E_e}{2k_0V_0}\left(\frac{k_0}{\gamma_{\text{opt}}}\right)^2 \quad \text{et} \quad p_i = \frac{E_{0,i}}{2k_0V_0}\left(\frac{k_0}{\gamma_{\text{opt}}}\right)^2.$$

b. La somme vectorielle des vitesses alternatives des trois ondes est nulle.

c. La somme vectorielle des courants alternatifs des trois ondes est nulle.

En ce qui concerne le deuxième harmonique on trouve que les valeurs calculées de $\vec{\mathfrak{A}}_{2i}$ conduisent automatiquement à une valeur nulle de la force du champ électrique de cet harmonique à l'entrée.

Pour la fondamentale nous aurons d'après la condition *a*

$$(61) \qquad \sum_{i=1}^{3} p_i + \sum_{i=1}^{3} \vec{\mathfrak{A}}_{3i} p_i^3 = p_e.$$

Il s'ensuit par la condition *b* :

$$(62) \qquad \sum_{i=1}^{3} \frac{p_i}{y_i + jx_i} + \sum_{i=1}^{3} \vec{H}_i p_i^3 = 0.$$

Nous avons appelé $\vec{H}_i$ le vecteur, déterminant la partie non linéaire de la vitesse alternative, qui est obtenu par

$$v = \frac{e}{m}\int E\,dz.$$

et qui peut être calculé d'après (15). On obtient pour $\vec{H}_i$, en négligeant A_2 et B_2 comme dans le paragraphe précédent,

$$(63) \quad \vec{H}_i = \frac{1}{y_i^2 + x_i^2} \times \left[\left(\frac{a_i^2}{16} - \frac{b_i^2}{16}\right)y_i - \left(\frac{b_i}{8y_i^2} + \frac{a_ib_i}{8}\right)x_i - j\left\{\left(\frac{b_i}{8y_i^2} - \frac{a_ib_i}{8}\right)y_i - \left(\frac{a_i^2}{16} - \frac{b_i^2}{16}\right)x_i\right\}\right]$$
$$+ \frac{1}{9y_i^2 + x_i^2}\left[\frac{b_i}{8y_i^2}x_i - \frac{3}{4}(a_i^2 + b_i^2)y_i + 3A_{3,i}y_i + B_{3,i}x_i + j\left\{\frac{3}{8}\frac{b_i}{y_i} + \frac{1}{4}(a_i^2 + b_i^2)x_i + 3B_{3,i}y_i - A_{3,i}x_i\right\}\right].$$

Il résulte de la condition *c*

$$(64) \qquad j\sum_{i=1}^{3} \frac{p_i}{(y_i + jx_i)^2} + \sum_{i=1}^{3} \vec{F}_i p_i^3 = 0,$$

où nous avons appelé $\vec{F}_i$ le vecteur représentant la partie non linéaire du courant alternatif proportionnelle à p^3, qui est déterminée d'après (28)

$$(65) \qquad \vec{F}_i = E_{5,i} - jE_{6,i}$$

(61), (62) et (64) représentent trois équations pour les trois valeurs p_i, c'est-à-dire pour les forces du champ électrique à l'entrée. Il faut relier les p_i, à p_e, c'est-à-dire au champ total engendré par le générateur déphasé normalement par rapport à p_i. On y parvient en introduisant pour les p_i^3, qui sont multipliés par des facteurs petits, les valeurs non influencées par les phénomènes non linéaires. Ce calcul est déjà contenu dans les publications de J. R. Pierce [3] et de J. Bernier [4]. En tenant compte des relations de phase on obtient les équations complexes

$$(66) \qquad p_i^3 = p_e^3 \left|\vec{\Psi}_i\right|^2 \Psi_i.$$

avec

$$(67) \qquad \vec{\Psi}_1 = \frac{1}{\left(1 - \frac{y_2 + jx_2}{y_1 + jx_1}\right)\left(1 - \frac{y_3 + jx_3}{y_1 + jx_1}\right)},$$

et Ψ_2, Ψ_3 sous une forme analogue. $\Psi_1 = f(u)$ est tracé dans la figure 9.

L'introduction de (66) nous conduit à trois équations pour p_i, E_{0i} respectivement, en fonction de p_e, E_e et des performances du tube. Nous obtenons pour le champ électrique de l'onde amplifiée à l'entrée l'équation complexe

$$(68)\quad E_{0,1} = E_e \vec{\Psi}_1 \Big[1 + p_e^2 \sum_{i=1}^{3} \big|\vec{\Psi}_i\big|^2 \vec{\Psi}_i \times \Big\{ -\vec{\mathfrak{A}}_{3i} + \vec{H}_i (y_2 + y_3 + j x_2 + j x_3) + j \vec{F}_i (y_2 + j x_2)(y_3 + j x_3) \Big\} \Big].$$

Cette équation nous donne une relation qui permet de calculer $E_{0,1}$, et donc la puissance cédée par le générateur à l'onde amplifiée, les valeurs de x_i, y_i, $\vec{\Psi}_i$, etc., ayant été calculées d'après la figure 2 et celles de $\mathfrak{A}_3$, $\vec{F}_i$ et $\vec{H}_i$ d'après les équations indiquées.

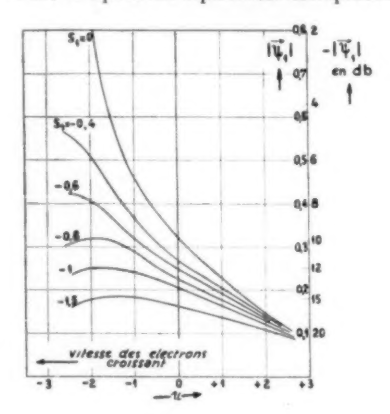


Fig. 9.
$|\Psi_1| = f(u)$ déterminant le champ électrique de l'onde amplifiée à l'entrée.

De la même manière que la puissance de sortie on peut donc représenter la puissance de commande P_e en fonction de P_{e0} sous la forme

$$(69)\qquad P_e = P_{e0} + 6{,}2\, A'_3 \frac{k_0}{\overline{\gamma}_{opt}} \frac{P_{e0}^2}{P_e} + \ldots,$$

où P_{e0} est la puissance d'entrée, cédée par le générateur, calculée d'après la théorie linéaire, et A'_3 la partie réelle de $A'_3 + j\, B'_3$, (différent de $\vec{\mathfrak{A}}_3$) déduit de (68).

Le calcul de A'_3 a été fait pour l'exemple numérique indiqué dans le paragraphe II. On trouve $A'_3 < A_3$ et puisque $P_{e0} < P_{s0}$ le terme non linéaire n'aura normalement aucune influence sensible sur la puissance d'entrée. Seulement pour $s_1 = 0$ et pour des valeurs fortement négatives de u ($u \simeq -2{,}2$, *voir fig.* 2) on devra s'attendre à une modification de la puissance de commande en raison de A'_3 et cet effet nous explique un fait d'abord mal compréhensible : Dans la figure 9 on trouve que pour $s_1 = 0$, $u = -2{,}2$ la valeur de $\big|\vec{\Psi}_1\big|$ devient infinie. On aura donc pour un signal d'entrée fini une amplitude de l'onde amplifiée à l'entrée de valeur infinie. Mais dans ce cas on trouve déjà pour de très petits signaux $1 + p_e^2 A'_3 = 0$. Dans ce cas des phénomènes non linéaires se présentent donc à l'entrée déjà pour de petits signaux et d'après (68) E_1 garde une valeur finie. Cette considération n'est pas d'une grande importance en pratique car elle disparaît déjà pour de petites valeurs de s_1, mais elle explique un phénomène intéressant au point de vue physique.

On peut donc admettre que la puissance d'entrée pour P_{s0} donné sera en pratique celle qu'on peut calculer d'après la théorie linéaire. Mais on doit tenir compte du fait que la puissance maximum d'après (59) et (60) est de 0,5 P_{s0}, c'est-à-dire que le gain pour la puissance maximum est approximativement la moitié du gain pour petits signaux, correspondant à une diminution du gain de 3 db.

De plus, pour obtenir la puissance maximum d'un tube, d'après les considérations précédentes, il sera nécessaire d'augmenter la vitesse des électrons comparativement à celle pour le maximum du gain. Cela signifiera une diminution supplémentaire de quelques décibels. Un T. P. O. utilisé comme amplificateur de puissance élevée aura donc un gain d'un ordre de grandeur de 5 à 10 db plus petit que celui qui correspond à son gain optimum comme amplificateur de très petits signaux.

XI. Quelques réflexions sur un T. P. O. à grande puissance utile.

Pour notre exemple numérique nous avons calculé une puissance utile maximum de 0,3 W environ. Il serait intéressant de savoir quelle puissance sera encore réalisable avec les moyens connus jusqu'ici pour $\lambda \simeq 10$ cm. Dans les tubes réalisés dans le laboratoire de la C. S. F., le rayon de l'hélice est 0,25 cm environ. D'après nos expériences il semble possible de focaliser à l'intérieur d'une telle hélice par l'intermédiaire de lentilles magnétiques assez fortes un courant de 20 mA au maximum, pour $V_0 = 2000$ V le long d'une longueur de 25 cm. On aura :

$$\eta_{1\,\text{asympt}} \frac{k_0}{\overline{\gamma}_{opt}} \simeq 1, \qquad k_0 \simeq 7\ \text{cm}^{-1}, \qquad \overline{\gamma}_{opt} \simeq 0{,}3\ \text{cm}^{-1},$$

$$\eta_{1\,\text{asympt}} \simeq 4\,\%, \qquad P_{s1\,\max} \simeq 1{,}6\ \text{W}.$$

La réalisation d'un T. P. O. avec une puissance utile d'un ordre de grandeur de 1 W par conséquent ne présente pas un problème insoluble. Mais le gain de ce tube, malgré le courant très élevé, ne dépasse pas essentiellement la valeur de 30 db. Nous aurons approximativement pour le gain

$$G \simeq (8,7 \times 0,8 \times 25 . \bar{\gamma}_{opt} - 12 - 3 - 5)\ \text{db} \sim 32\ \text{db}.$$

Le coefficient de 0,8 du premier terme est déterminé par l'atténuation de la ligne de transmission. Il faut retrancher 12 db en raison de la répartition de la puissance d'entrée sur les trois ondes, 3 db en raison des phénomènes non linéaires et 5 db environ en raison de l'augmentation de la vitesse des électrons comparativement à celle correspondant au gain maximum.

Comparées aux mesures faites jusqu'ici, la valeur de $\bar{\gamma}_{opt}$ et donc celle de 32 db seront trop grandes, apparemment en raison du fait que la valeur de R_1 d'après la théorie est trop grande comparativement à celle obtenue dans l'expérience.

Peut-être sera-t-il possible de focaliser encore un courant un peu plus élevé en diminuant la longueur du tube. Cela signifie une augmentation de $P_{s\max}$ aux dépens du gain. Une augmentation sensible du courant ne semble possible que par une augmentation du rayon r de l'hélice, effet par lequel R_1 et donc $\bar{\gamma}_{opt}$ diminuent et cette indication ne promet pas un grand avantage par rapport à $P_{s\max}$

Une variation de V_0 fait varier simultanément k_0, $\bar{\gamma}_{opt}$ et R_1 et l'influence de cette modification sur P_{s1} n'est pas très sensible. Donc les valeurs de $V_0 = 2000$ V, J = 20 mA, $r = 0,25$ cm représentent déjà une solution qui ne sera pas très éloignée de la solution optimum. Il est évident que les dimensions d'un tube sont toujours déterminées par un compromis : il s'agit de savoir dans quelle mesure le gain peut être diminué pour augmenter la puissance utile. C'est pourquoi nous ne pouvons pas indiquer de détails. Répétons seulement qu'il ne nous semble pas impossible de réaliser un tube d'une puissance utile de 1 W à $\lambda = 10$ cm.

D'après les conditions énergétiques du paragraphe IV une augmentation du rendement et de la puissance utile nous semble possible en appliquant des moyens indiqués dans des brevets. N. E. LINDENBLAD [16] a proposé pour un tube un peu différent du T. P. O. de diminuer progressivement le pas de l'hélice de l'entrée à la sortie du tube. Ceci a pour but de ralentir l'onde le long de son parcours afin que les électrons, freinés au voisinage de l'entrée soient freinés de plus en plus et cèdent une puissance croissante à l'onde. Le même but doit être obtenu par une onde de vitesse constante, les électrons étant accélérés le long de l'hélice [17]. Celle-ci est alors constituée d'un fil soumis à une tension continue entre ses extrémités.

XII. Remarques sur la distorsion et la transmodulation de signaux modulés en amplitude dans le T. P. O.

La bande passante élevée du T. P. O. permet très facilement l'amplification de signaux modulés en fréquence ou par tops, avec tous les avantages connus d'un indice élevé de modulation (petites distorsions, petites amplifications de parasites extérieurs). Il est donc évident que le T. P. O., aussi bien comme amplificateur émetteur que comme amplificateur récepteur, est particulièrement désigné, pour la transmission de signaux modulés en fréquence ou par tops. Malgré le fait, il est intéressant de connaître les distorsions dans le cas de la transmission de signaux modulés en amplitude.

En particulier dans des systèmes multiplex ces distorsions, notamment la transmodulation de deux signaux modulés en amplitude, peut limiter la puissance utile et empêcher d'exploiter la puissance maximum du tube.

Comme il est bien connu, on entend par transmodulation l'effet suivant : Deux signaux modulés en amplitude de différentes porteuses sont simultanément appliqués à l'entrée. Les fréquences porteuses sont f_1, f_2, les fréquences de modulation b_1, b_2, les taux de modulation m_1, m_2 respectivement Appelons le premier signal, signal utile (m_1), le deuxième signal, signal parasite (m_2). On trouve alors que, à la sortie, le signal possède, en dehors de sa modulation utile, une certaine modulation du signal parasite. On définit par facteur de transmodulation, le rapport du taux de modulation parasite au taux de modulation utile m_1 sur la porteuse du signal utile mesuré à la sortie. Pour une caractéristique qui possède la forme de l'équation (4 b), ce facteur possède la valeur

$$T \simeq 3 \frac{A_3}{A_1} \frac{m_2}{m_1} V_{g2}^2,$$

V_{g2} est l'amplitude d'entrée du signal parasite, m_2 le taux de modulation du signal parasite à l'entrée. T est proportionnel à A_3, A_2 n'intervenant pas. En introduisant P_{s0} du signal parasite nous aurons

$$T \simeq 6 \frac{A_3}{A_1^3 R_1} \frac{m_2}{m_1} P_{s0}, \tag{70}$$

T ne doit jamais dépasser une certaine valeur dépen-

dant de la qualité désirée, cette valeur limite étant d'un ordre de grandeur de 0,01 pour $m_1 = m_2$. Il en résulte que cette valeur limitée de T peut restreindre la valeur de P_{s0} et donc celle de la puissance utile du tube. En appliquant cette relation au T. P. O. on aura pour

$$T \simeq 12,5 \left|\vec{\mathfrak{a}}_3\right| \frac{k_0}{\gamma_{\text{opt}}} \frac{P_{s0}}{P_c}, \tag{71}$$

relation qui nous permet de calculer le facteur de transmodulation. Sous la condition du gain maximum, le tube de notre exemple numérique possède une valeur de $\left|\vec{\mathfrak{a}}_3\right| = 0,08$ et nous aurons donc

$$T \simeq 3,4 P_{s0}$$

(P_{s0} mesuré en W). Pour $P_{s0} = 0,1$ W nous aurons $T = 0,34$, valeur beaucoup trop élevée en pratique. T étant proportionnel à $\left|\vec{\mathfrak{a}}_3\right|$, il y a bien entendu d'autres conditions de régime pour lesquelles T devient beaucoup plus petit. Mais ces considérations devaient seulement montrer le grand danger d'une transmodulation très élevée dans le T. P. O., en utilisant celui-ci comme amplificateur d'ondes modulées en amplitude. Apparemment une utilisation du T. P. O. dans un système multiplex en modulation d'amplitude ne sera pas possible en raison de cette transmodulation élevée.

Des considérations analogues nous indiquent des valeurs élevées de la distorsion de la modulation d'amplitude. Nous obtenons pour le taux de distorsion rapporté au deuxième harmonique de la fréquence de modulation

$$D \simeq 4,6 \left|\vec{\mathfrak{a}}_3\right| \frac{k_0}{\gamma_{\text{opt}}} \frac{P_{s0}}{P_c}, \tag{72}$$

correspondant à $D = 1,3\, P_{s0}$, à $D \simeq 13$ % pour $P_{s0} = 0,1$ W avec $\left|\vec{\mathfrak{a}}_3\right| = 0,08$ et pour l'exemple numérique dans le paragraphe II.

En liaison avec les considérations précédentes nous voulons mentionner la possibilité d'une application particulière du T. P. O. En raison de la *courbure* forte de sa caractéristique, il peut être utilisé comme limiteur d'amplitude, les amplitudes pouvant être très petites et le domaine de limitation étant réglable par la variation des conditions de régime. Cette application est peut-être imaginable pour la réception de signaux modulés en fréquence. Jusqu'ici un limiteur de petites amplitudes dans le domaine des ondes centimétriques n'est qu'assez difficilement réalisable.

BIBLIOGRAPHIE.

1. R. Kompfner, *The traveling-wave valve* (*Wirel. World*, t. 52, 1946, p. 369-372); *The traveling wave tube as amplifier of micro waves* (*P.I.R.E.*, t. 35, février 1947, p. 124-127); *The traveling wave tube centimetre-wave amplifier* (*Wirel. Engr.*, t. 24, septembre 1947, p. 255-266).
2. J. R. Pierce et L. M. Field, *Traveling wave tubes* (*P. J. R. E.*, t. 35, février 1947, p. 108-111).
3. J. R. Pierce, *Theory of the beam type traveling wave tube* (*P. J. R. E.*, t. 35, février 1947, p. 111-123).
4. J. Bernier, *Essai de théorie du tube électronique à propagation d'onde* (*Ann. Radioélectr.*, t. 2, janvier 1947, p. 87-101; *l'Onde électrique*, juin 1947, p. 231-243).
5. P. Lapostolle, *Étude de la propagation simultanée d'une onde progressive et d'un faisceau électronique de vitesse voisine* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 224, 1947, p. 268-270); *Étude de diverses ondes progressives guidées susceptibles de se propager en interaction avec un faisceau électronique* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 224, 1947, p. 558-560); *Généralisations de certains résultats relatifs à l'interaction d'ondes guidées avec un faisceau électronique* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 224, 1947, p. 814-816).
6. A. Blanc-Lapierre et P. Lapostolle, *Sur l'interaction entre une onde progressive et un faisceau électronique de vitesse voisine de celle de l'onde* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 224, 1947, p. 104-105).
7. A. Blanc-Lapierre, *Contribution à l'étude des amplificateurs à ondes progressives* (*Ann. de télécomm.*, t. I, décembre 1946, p. 283-302).
8. A. Blanc-Lapierre, P. Lapostolle et R. Wallauschek, *Sur la théorie des amplificateurs à ondes progressives* (*l'Onde électrique*, n° 242, mai 1947, p. 194-202).

9. J. P. Voge, *Sur deux schémas d'amplificateurs électroniques pour très hautes fréquences à onde progressive* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 223, 1946, p. 1117-1119, et t. 224, 1947, p. 507).

10. R. Wallauschek, *Sur un amplificateur électronique à onde guidée dans le milieu de constante diélectrique élevée* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 224, 1947, p. 191-193 et 976).

11. P. Guénard, *L'échange d'énergie entre un faisceau électronique et un champ électromagnétique de faible intensité* (*C. R. Acad. Sc.*, t. 224, mars 1947, p. 898-900).

12. R. Warnecke, *Sur quelques réalisations modernes et sur quelques conceptions récentes de tubes électroniques ultra-courtes* (*Bull. Soc. franç. des Électr.*, t. 7, février 1947).

13. O. Dœhler et W. Kleen, *Théorie cinématique de l'échange d'énergie entre un faisceau électronique et une onde électromagnétique* (*Ann. de Radioélectr.*, t. 2, juillet 1947, p. 232-242).

14. R. Warnecke, J. Bernier et P. Guénard, *Groupement et dégroupement au sein d'un faisceau cathodique injecté dans un espace exempt de champs extérieurs, après avoir été modulé dans sa vitesse* (*J. de Physique et Radium*, t. 4, juin 1943, p. 116-126).

15. E. Roubine, *Sur le circuit à hélice utilisé dans le tube à ondes progressives* (*l'Onde électrique*, mai 1947, p. 203-208).

16. N. E. Lindenblad, Brevet américain n° 2.300.052 du 4 mai 1940.

17. Demande de brevet français n° 527.844, déposée le 6 janvier 1947 (C. S. F.).

THE FRENCH ELECTROSTATIC MICROSCOPE

By P. GRIVET.

Shortly before the war, Dr Bruche and his coworkers, in Germany, made the first and very successful attempt to turn up the fate of electrostatic lenses in the field of electron microscopy. When taking the problem anew in 1942 I investigated this possibility with my friend Dr Bruck. These researches resulted in the industrial production of an Electrostatic Microscope by the « Compagnie générale de T.S.F. » Paris.

Electrostatic lenses enjoy the attractive property of being quite insensitive to variations in supply voltage; and this enables one to obtain fairly sharp pictures though using a very simple high-voltage unit similar to those used for generating x-rays. On the other hand, electrostatic lenses are by no means inferior to their magnetic counterpart as regards optical quality : they suffer slightly higher aberration coefficients K_s but this, from a practical point of view is immaterial because the resolving power is approximately given by

$$(1) \qquad d_{mm} = \lambda \sqrt[4]{\frac{K_s f}{\lambda}}$$

and the fourth root smoothes off the effect of K_s and levels to a high degree the performances of lenses of different design. A more careful discussion of this theoretical problem leads H. Bruck to the following figures for the best obtainable quality :

$d = 8$ Å. Electrostatic objective,
$d = 3.5$ Å Magnetic »

The preceding formula applies only when the lens axial symmetry is perfect.

But in practice, as shown independently by Hillier the United States, by Bruck, Bertein and the author in France, the resolving power is limited by the lack of symmetry about the axis of the objective, due to the imperfections in machining; these are today overwhelmingly important and limit the resolving power to the value :

$$(2) \qquad d = 0,85\lambda \sqrt{\frac{\varepsilon'}{\lambda}}.$$

The optimum value of the half-aperture for the illuminating beam being

$$(3) \qquad \alpha = 0,71 \sqrt{\frac{\lambda}{\varepsilon'}},$$

where ε' denotes the magnitude of the mechanical defect. The limitation is valid, irrespective of the nature of the objective. Critical parts in the objective are the bore of magnetic pole pieces in the magnetic case, the bore of the central electrode in the electrostatic case; the difficulties for an accurate machining are of the same order in every case and similar performances are obtainable.

Dr Bertein worked out this theory in great details. He was able to show that a practical electrode is to a first approximation, equivalent to a perfectly smooth one, with a slightly elliptical hole; if the difference between major and minor axes is Δa, one has in this model

$$(4) \qquad \varepsilon' = \Delta a.$$

This allows to gain a clear view of the accuracy degree required in machining : to reach d = 4 mμ, with 50 kV, Δa should not exceed 4 μ and the half aperture of the illuminating beam must be equal to 8×10^{-4}. This low value and, more generally, the formula (3) explain the necessity for small apertures recognized a long time ago in practice.

This high standard of optical quality can only be used when a careful lens design elimilates danger of breakdown in operation. Important factors in this problem are shape of the electrodes, insulating material (a variety of lucite), the electrode material (a variety of stainless steel) and degree of polishing of electrodes. It must be emphasized that the vacuum degree is immaterial, breakdown occuring because of " cold discharge " : a phenomenon occuring in " perfect " vacuum and quite insensitive to a small gas pressure : experiments do not show any noticeable alteration in the security within the working range of pressures under 10^{-5} mm of mercury.

On the other hand, we could improve considerably the stability, by protecting strained surfaces, particularly the negatively charged ones, with an insulating coating; a simple theory shows that the breakdown field of such a painted surface is determined by the factor : εE (E dielectric strength ε dielectric constant of the insulator) and in fact they can safely withstand a field of 600 kV : cm, three times the mean value obtained for good bar metal surfaces.

These studies result in the construction of reliable electrostatic lenses, working safely under 65 kV with a minimum focal length of 5 mm when used as objectives; the security obtained will be fully appreciated if we notice that in the test of such a lens, the cold current value is less than $\frac{1}{10}$ microamp. at 150 kV.

When we came to use such lenses in an electron microscope two problems had arisen; how can focusing be achieved ? how can magnification be adjusted ? Dr Bruck was able to work out an electrical and simple solution.

As regards focusing Bruck proposed to change the voltage of the objective central electrode, by a small adjustable amount such as one obtains from a tap on a potentiometer, fed by 500 V dry cells; the convenient range of change of focal length, some tenths of mm, is easely obtained, the setting is accurate, stable and smooth and moreover, all the device remains practically insensitive to small variations in the high voltage as shown by a simple calculation.

At the same time it appears that a potentiometer tapping the high voltage, unacceptable when feeding the objective becomes very adequate to feed the projector lens; we then have the possibility to vary the electron magnification from 2,000 to 15,000. This does not complicate at all the power supply because the arms of the potentiometer can be made of extremely resistive material, which should be ordinarily regarded as inulator; for instance we may use bakelite rods with a total consumption of 10 μ A.

The beam current ranges generally from 5 to 25 μA. It is supplied by a conventional electron gun. But we could considerably improve the efficiency of such a device, by giving a special shape to the electrodes as can be seen in the comparative paper of Dr Bruck and Bricka. This gives a converging effect on the beam : the efficiency is such as to permit convenient operation with a magnification of 15,000, without condenser. The current density reaches 20 per cent of the maximum available, after Langmuir and Pierce, when the right value for beam aperture is obtained. The bias of the Wehnelt is obtained by a cathode resistance, which by a degenerative effect gives high current stability to the beam, this being highly desirable because of the possible reaction of a variation in the current consumption upon the voltage value.

The total consumption of the apparatus is then always less than 50 μA at 65 kV maximum. Until recently, this was provided by a high voltage rectifier, backed by a small 600 cycles converter. This is now achieved by more simple means, using a new electrostatic machine developped at the French University of Grenoble by Dr Felici and Pr Neel.

The new device of small size (a cylinder 20 cm in diameter, 50 cm long) works in a pressurized atmosphere; it shows a voltage stability better than 0.5 per cent and a power efficiency of 75 per cent; it is a rugged device requiring no servicing.

The vacuum system is of the high-speed type, which makes locks unnecessary; the optical system is built as a separate unit fully independent of the vacuum system; this yields a great mechanical stability.

The record of the image is made on 6 × 6 cm film.

The overall performances are to be seen on the few slides obtained.

PRODUCTIONS NOUVELLES

RÉALISATIONS RÉCENTES DE LA SOCIÉTÉ INDÉPENDANTE DE T. S. F.

---

1. Générateurs H. F. pour chauffage industriel.

L'adoption des techniques électroniques par les diverses industries extra-radio s'est souvent heurtée à la méfiance des utilisateurs devant la fragilité et parfois même les dangers propres aux montages de haute-fréquence. Ainsi, dans le domaine du chauffage H. F., il s'agissait de concevoir un matériel alliant une grande souplesse de manipulation à une parfaite sécurité de fonctionnement. Les conditions d'utilisation dans des ateliers étrangers aux techniques des fréquences élevées exigeaient d'autre part une grande simplicité de montage assurant un service de longue durée avec un entretien réduit. Dans ce but la S. I. F. a mis au point pour le compte de la Société des Traitements Électrolytiques (S.T.E.L.), deux postes de chauffage de 2 kW et de 500 W respectivement. Le générateur H. F. proprement dit du premier appareil, type 2 000 P, (*fig.* 1) est constitué par un circuit auto-oscillateur utilisant deux lampes G. T. 1200; il comporte un jeu d'inductances et la capacité représentée par les plateaux du four dont la matière à traiter constitue le diélectrique. Cet ensemble est alimenté à partir du secteur monophasé ou triphasé, 50 c : s, sous 220 V. A pleine charge, la consommation totale s'élève à 7,5 kW, la fréquence du courant fourni étant d'environ 13,5 Mc : s. Le circuit d'alimentation est du type classique à valves à cathodes chaudes. Des organes de sécurité protègent efficacement l'appareil et le personnel utilisateur.

Le générateur 2 000 P se présente sous la forme d'un meuble métallique de 75 cm de largeur, 75 cm de profondeur et 1 m de hauteur, surmonté du capot de four formant une saillie de 18 cm. La manipulation est facilitée par un montage mobile du plateau supérieur du four qui dégage complètement le plateau de chargement fixe. L'écart entre ces deux plateaux peut être réglé, en position de chauffage, de 20 à 100 mm, ce qui porte les dimensions maxima des charges (pastilles ou poudres), à 100 × 180 × 180 mm, leur poids est compris entre 50 et 4000 g. Avec une capacité de chauffe d'environ 2000 cal : h, le four portera en une minute une charge de 520 g de matière plastique à 125° C.

L'appareil se prête à toute opération de chauffage de *matériaux isolants*, lorsqu'il s'agira d'emmagasiner des calories en tous points dans un temps très court et d'une manière uniforme.

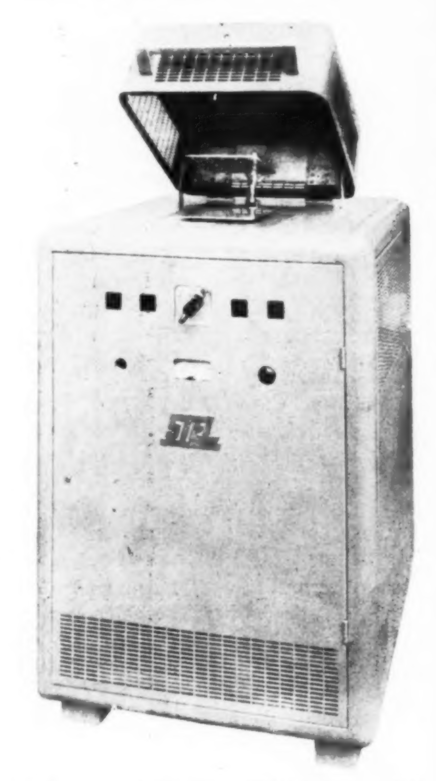


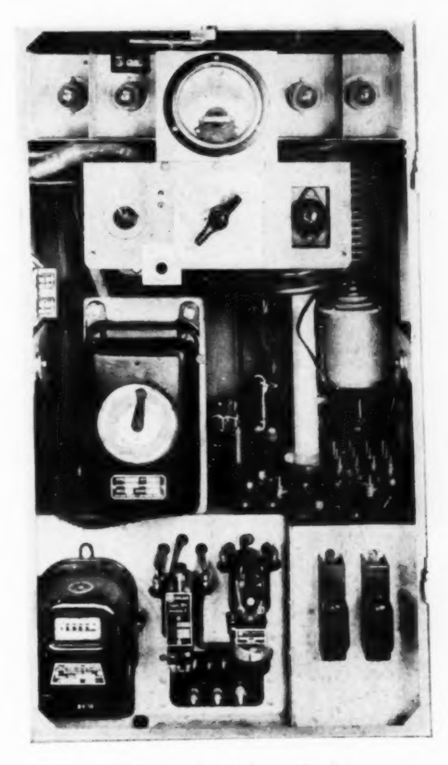
Fig. 1. — Générateur 2 kW à four capacitif.
Vue générale extérieure, capot ouvert.

La manœuvre du four s'effectue soit manuellement soit automatiquement, un simple inverseur permettant de passer d'un mode de commande à l'autre. En automatique, la fermeture du capot provoque l'application de la haute fréquence, le

verrouillage du capot — qui ne peut dès lors être ouvert qu'après ouverture du circuit H. F. — et enfin l'enclenchement d'une minuterie réglable. Quand le temps de chauffage est écoulé, la minuterie coupe le courant H. F. Outre ces dispositifs de protection contre les fausses manœuvres, des voyants lumineux signalent la mise sous tension du meuble, minute. Les cotes des plateaux sont de 200 × 200 mm avec un écartement atteignant 150 mm; toutefois suivant la nature et l'importance des charges des plateaux différents pourront être adoptés.

La différence essentielle entre le générateur 500 P et les types 2000 P et 2000 D réside dans l'alimentation réalisée en alternatif brut.

Vue extérieure.



Vue avant, portes enlevées.

Fig. 2. — Générateur 500 W.

et toute anomalie dans son fonctionnement. Des fusibles et un disjoncteur classiques complètent la protection.

Dans une autre version du générateur 2000 P, — le type 2000 D — les plateaux du four capacitif ne font plus partie du meuble; le courant H. F. est amené par feeder à l'emplacement désiré à partir de deux prises isolées montées sur la platine supérieure. Le poids de la charge peut atteindre 8 kg.

Enfin, un poste de chauffage de puissance moindre, type 500 P (*fig.* 2), mais de caractéristiques similaires (20 Mc : s), permet pour un encombrement et une consommation réduite, 1500 VA en charge, de porter 110 g de matières plastiques à 130° C en une

2. Émetteur pour aérodromes, type E. H. K. 8.

L'équipement des tours de contrôle d'aérodromes comporte un ensemble émetteur télégraphie-téléphonie établissant les liaisons nécessaires à l'atterrissage des avions. L'appareil réalisé par la Société Indépendante de T. S. F. répond aux spécifications courantes pour ce type d'émetteurs : commande entièrement automatique, plusieurs fréquences au choix, trafic assuré en cas de coupure brusque du secteur d'alimentation, qualité électro-acoustique en téléphonie assurant l'intelligibilité des transmissions aux portées exigées.

La gamme de fréquences couverte est comprise

entre 265 et 415 kc : s (1155 à 723 m environ) avec une puissance rayonnée de 100 W-antenne. Une antenne unique est utilisé quelle que soit la fréquence d'émission. Des fréquences réglables à l'avance, au nombre de quatre, sont prévues : à chacune d'elles correspond un groupe de circuits couvrant intégralement la gamme totale. Ces circuits comportent une lampe pilote 6C5, les démultiplicateurs de fréquence 6L7 et 6J7, un générateur d'harmoniques 6J7, une hétérodyne GH4L, une changeuse de fréquence 6L7, les deux préamplificatrices 6J7 et la lampe de puissance GOT 103 devant le circuit antenne. Un jeu de contacteurs assure le passage de l'une à l'autre des fréquences préréglées. Enfin, un quelconque de ces groupes de circuits peut être relié à l'antenne unique de constantes $C_0 = 600$ pF et $L_0 = 120$ μH.

La manipulation s'effectue sur l'étage pilote; des dispositifs sont prévus pour éviter les claquements de manipulation. En modulation téléphonique, le signal est appliqué à la grille d'arrêt de la lampe de sortie.

Le groupe émetteur est organisé en vue de faciliter autant que possible l'entretien des divers organes. Un meuble de 1 m de largeur, de 0,70 m de profondeur et de 2 m de hauteur abrite l'émetteur et son alimentation normale (*fig.* 3). Les appareils de mesure et les voyants lumineux des sécurités sont montés sur le panneau avant. Le coffret des relais de commande des contacteurs placé à l'intérieur, sur l'une des faces latérales, est particulièrement accessible. Quant au système d'alimentation de secours comportant un groupe convertisseur, il assure le fonctionnement de l'émetteur à pleine charge. L'enclenchement se fait automatiquement par commutateurs-inverseurs; branchement des alimentations de l'émetteur sur l'alternateur du groupe de secours, démarrage en deux temps du moteur de ce groupe pour le cas où l'émetteur était en fonctionnement.

L'exploitation de l'émetteur EHK 8 est particulièrement souple : l'émission s'effectue soit avec une puissance de 100 W sur toutes les fréquences de la gamme en ondes entretenues A_1, soit avec une puissance de porteuse égale à 25 W en ondes modulées téléphoniques A_3. Le taux de modulation est alors supérieur à 75 %, pour un K. F. global inférieur à 10 %. Ces puissances peuvent être réduites de moitié par un système de commutation. L'automatisme des commandes a permis de ramener à 10 s le temps de démarrage de l'ensemble supposé froid et déconnecté tandis que le changement de fréquence de trafic ne demande que 2 s, ces temps s'entendant jusqu'à obtention du courant rayonnant normal. La commande des relais déclenchant les diverses opérations de commutation est assurée à partir soit d'un pupitre local, soit d'un poste éloigné de 3 km, relié par lignes de 80 à 160 Ω de résistance, toutes précautions étant prises pour éviter les retours de H. F. sur les lignes pendant les blancs de manipulation.

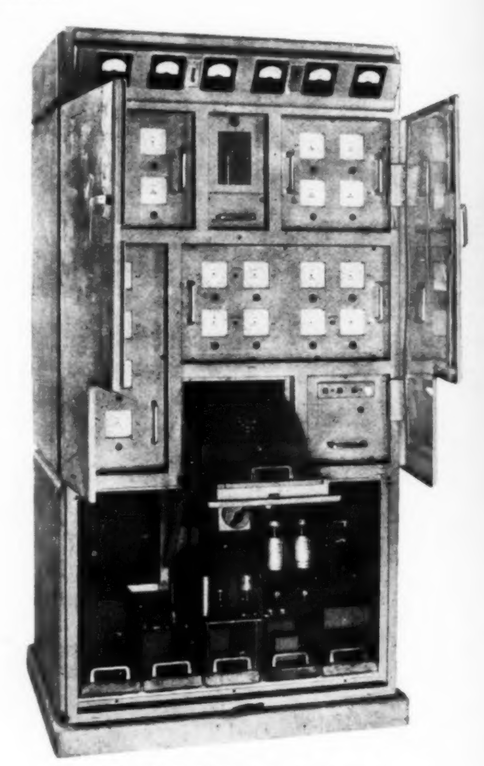


Fig. 3. — Émetteur E. H. K. 8.
Vue avant, panneaux ouverts.

3. Fréquencemètre absolu de haute précision.

Le matériel, livré au laboratoire de mesures du Centre d'Écoute de Noiseau, Administration des P. T. T., répond aux exigences actuelles en matière d'exactitude et de stabilité des fréquences. Il permet d'effectuer en exploitation courante des mesures de fréquences de trafic avec une précision atteignant le dix millionième dans la bande des 12 m; il couvre surtout une gamme extrêmement étendue, de 25 Mc : s à 14 kc : s, c'est-à-dire pratiquement l'ensemble des bandes attribuées aux émissions radiotélégraphiques et radiotéléphoniques.

Les mesures sont basées sur le principe classique du battement entre la fréquence inconnue et une

fréquence de référence déterminée avec une grande précision; la fréquence de ces battements est alors mesurée par divers procédés de précision croissante; d'autre part, la fréquence de l'étalon secondaire peut être comparée à celle de l'étalon primaire déposé au Laboratoire National de Radio-électricité.

L'ensemble du fréquencemètre est monté dans quatre baies dont les éléments amovibles correspondent chacun à une fonction électrique, telle que bloc H. F. ou générateur de fréquence. Ses différentes parties constitutives sont les suivantes :

Etalon secondaire de fréquence et alimentation meuble à droite de la *fig.* 4). — Il comporte essentiellement un cristal de quartz taillé pour 100 kc : s dont les oscillations sont entretenues par une pentode; une enceinte calorifugée et contrôlée par thermostat assure une constance satisfaisante de la température. Le générateur de fréquences étalonnées reçoit par feeder les oscillations de l'étalon secondaire, un étage séparateur sans courant grille permettant d'utiliser la fréquence de l'étalon sans aucune réaction sur le cristal. L'alimentation de cette baie, comme d'ailleurs celles des autres baies, est fournie par le secteur triphasé 50 c : s, 115 ou 200 V.

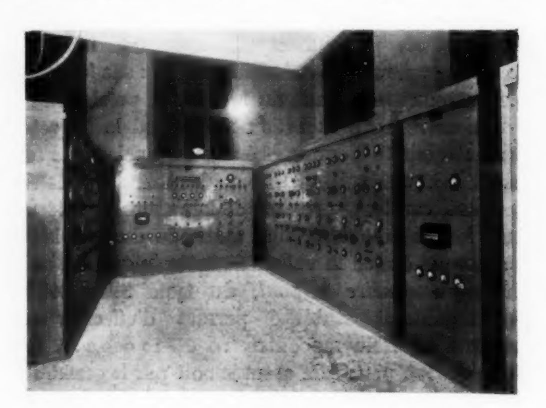


Fig. 4. — Fréquencemètre de haute précision. Vue d'ensemble.

Générateur de fréquences étalonnées et alimentation (à droite, *fig.* 4). — Cet appareil donne toutes les fréquences en progression arithmétique de raison 100 depuis 100 jusqu'à 25 000 000 c : s; chacune de ces fréquences peut être sélectionnée par rapport à toutes les autres avec un niveau de sortie utile de l'ordre du millivolt dans 100 Ω. Le principe de fonctionnement consiste dans l'addition algébrique de fréquences dans des lampes modulatrices. En vue de simplifier la constitution de l'ensemble et de permettre la sélection, on dispose de toutes les fréquences correspondant à un système de numérotation décimale que l'on combine successivement deux à deux en commençant par les plus basses. Dans une même série les fréquences composantes et les fréquences composées sont distantes de 10 % au minimum; le filtrage des composantes se trouve ainsi facilité.

Cinq générateurs de fréquence, 0,1, 1, 10, 1000 et 10 000 kc : s et un amplificateur de la fréquence engendrée par l'étalon secondaire fournissent les fréquences de référence. Trois des générateurs : 0,1, 1, et 10 kc : s, sont d'un principe particulier ne mettant en jeu ni oscillation de relaxion ni oscillations synchronisées. Pour obtenir les fréquences multiples de 100 c : s, on dispose d'une batterie de six générateurs d'harmoniques donnant jusqu'à l'ordre 10 et excités par les six sources de fréquences précédentes. Le dernier multivibrateur est évidemment limité au troisième harmonique (10 000 à 30 000 kc : s). Cinq modulateurs et onze filtres passe-bande complètent l'ensemble.

Récepteurs avec aériens cadres et alimentation (à gauche, *fig.* 4). — La partie réception consiste dans trois récepteurs superhétérodynes complets et indépendants couvrant respectivement les gammes 3000-21000 m, 300-3000 m et 12 à 300 m; les moyennes fréquences sont, dans l'ordre, 205,75 et 472 kc : s, la sensibilité est comprise entre 2 et 6 μV pour les ondes A_1 et A_2. Sur cadre, la réception est limitée aux fréquences inférieures à 1Mc : s et aux champs supérieurs à 20 μV : m avec rapport signal bruit dépassant 20 db. Un système de commutation permet de connecter une antenne commune à l'un des récepteurs; ou les cadres OL et OM, aux récepteurs correspondants. Ces cadres sont commandés mécaniquement à partir d'un volant unique.

Si la fréquence du générateur étalonné est voisine de celle du signal — ce générateur agit dans chaque récepteur sur le changeur de fréquence — les deux fréquences moyennes passeront dans le filtre MF pour fournir après détection une tension B. F. mesurée dans les appareils terminaux de mesure des battements.

Appareils de mesure des battements et alimentation (*fig.* 5). — Après amplification à un niveau convenable, le signal B. F. de battement traverse un jeu de trois filtres passe-bande, puis est amené par un commutateur à quatre directions vers les appareils de mesure. La tension de comparaison est fournie par un générateur de fréquence musicale, étalonnée à trois gammes : 50-150 c : s, 500-1500 c : s et 1050-

1150 c : s. Son étalonnage peut être vérifié en permanence à l'aide du dispositif stroboscopique de mesure.

Ces appareils de mesure sont au nombre de quatre : *un amplificateur mélangeur avec indicateur visuel de zéro* où des battements à très basse fréquence provenant d'un montage alimenté en parallèle par la

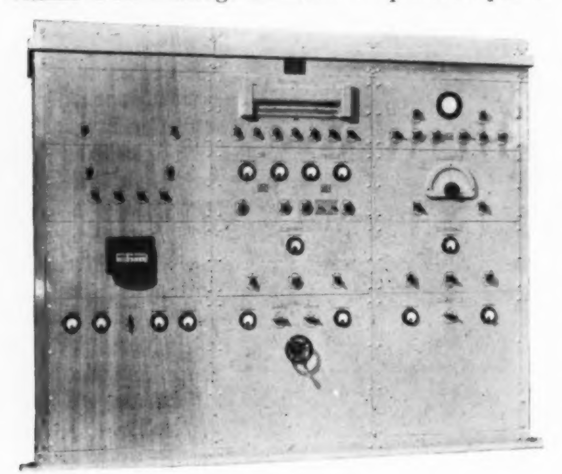


Fig. 5. — Fréquencemètre de haute précision. Appareil de mesure des battements.

tension du générateur musical et le signal du récepteur commandent après redressement un appareil de mesure à courant continu; *un oscillographe cathodique* permettant d'amener au synchronisme le signal et la note musicale par le procédé classique de l'observation de l'ellipse tracée sur l'écran; *un stroboscope à tambour* entraîné par un moteur synchrone 1000 ou 100 p : s à 10 ou 1 t : s. (en haut et au centre de la baie). Des points gravés sur ce cylindre suivant 104 rangées disposées circulairement sont éclairés par un tube à décharge dans le mercure sous faible pression, pratiquement sans inertie lumineuse, qu'alimente après amplification le signal des récepteurs, ou, pour comparaison, la note du générateur musical, ou encore la fréquence des générateurs 100 ou 1000 c : s. Le nombre des points gravés augmente d'une unité entre 48 et 152 d'une rangée à la suivante, ce qui donne, selon la vitesse, des défilements correspondant à des fréquences écartées de 10 ou 1 c : s. Un changeur de fréquence destiné à mesurer les émissions manipulées à grande vitesse est incorporé à l'amplificateur du tube à décharge et, par battement avec une fréquence de 1 000 c : s, ramène entre 50 et 150 c : s la fréquence des battements venant du récepteur, préalablement portée entre 1050 et 1150 c : s. Quand la fréquence des battements pour une émission quelconque correspond à un nombre entier de points gravés sur un même cercle, le principe de la lecture est évident; dans le cas contraire, une méthode d'interpolation très simple donne la valeur de cette fréquence; enfin un *fréquencemètre à pont*, du type SELT 244 H, thermiquement stabilisé permet d'effectuer des mesures au millième entre 10 et 10 000 c : s. Son alimentation peut être assurée soit par le générateur musical, soit par les récepteurs ou une source extérieure à l'ensemble des quatre baies.

On dispose ainsi d'un groupe d'appareils de mesure offrant la possibilité de relever des fréquences avec la précision qu'exigent les conditions d'exploitation.

